www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

6e JAARGANG No. 7, blz. 193-224 JULI 1941

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

HET BEOORDEELEN VAN EEN VERSTERKER DOOR MIDDEL VAN DE SPRONGKARAKTERISTIEK

door J. HAANTJES. 537.545

De eigenschappen van versterkers kunnen worden beoordeeld aan de hand van karakteristieken, welke de versterking van de amplitude en de verschuiving van de fase als functie van de frequentie voorstellen. Gewoonlijk wordt de karakteristiek van de faseverschuiving buiten beschouwing gelaten, daar ze geen aanschouwelijke beteekenis bezit. In sommige gevallen blijkt echter de beoordeeling van een versterker door middel van de amplitudekarakteristiek alléén tot foute conclusies te leiden. Het biedt dan voordeelen om het gedrag van de versterker te karakteriseeren door de zg. sprongkarakteristiek, welke het uitgangssignaal aangeeft voor een discontinue verandering van het ingangssignaal. In dit artikel worden voor een aantal gebruikelijke koppelnetwerken van versterkers de amplitudekarakteristieken en de sprongkarakteristieken besproken. Aangetoond wordt, dat de sprongkarakteristiek van een versterker dezelfde inlichtingen levert als amplitudekarakteristiek en fasekarakteristiek samen. Tenslotte wordt het begrip sprongkarakteristiek uitgebreid tot hoogfrequentieversterking, waarbij men zich niet voor het geheele verloop van het ingangssignaal, maar alleen voor het verloop van zijn modulatie interesseert. De in televisietoestellen gebruikelijke één-zijband-ontvangst geeft hierbij aanleiding tot interessante complicaties, welke aan de hand van een eenvoudig voorbeeld worden besproken.

Een probleem, dat in de electrotechniek veel voorkomt, is het versterken van electrische signalen. Hieronder wordt verstaan het opwekken van een spanning of een stroomsterkte, welke, als functie van de tijd beschouwd, een diagram oplevert, dat dezelfde vorm, maar een grootere amplitude dan het oorspronkelijke electrische signaal bezit. Een bekend toepassingsvoorbeeld voor het versterken van signalen vindt men in de kathodestraaloscillograaf. Met dit instrument wenscht men het verloop met de tijd van zwakke signalen (bijv. spanningen van 1 mV) zichtbaar te kunnen maken, terwijl de kathodestraalbuis een afbuigspanning van ca 10 V noodig heeft om een behoorlijke uitslag te leveren. Een eerste eisch aan de versterker, die de signaalspanning van 1 mV overvoert in een afbuigspanning van 10 V, is ongetwijfeld, dat het verloop met de tijd van de afbuigspanning een getrouw beeld is van dat van de signaalspanning.

Een ander voorbeeld vormt de versterker van een radio-ontvanger of een televisie-ontvanger. Het ingangssignaal van deze toestellen is een hoogfrequente spanning met in het algemeen wisselende amplitude. Deze wisseling van de amplitude, de zg. modulatie, is nu de grootheid, waaraan de opgewekte spanning of stroomsterkte evenredig moet zijn. De opgewekte spanning of stroomsterkte levert dus hier, als functie van de tijd geteekend, eigenlijk geen beeld van de signaalspanning zelf, maar slechts van de modulatie daarvan. Wij willen echter ook in dit geval van het versterken van de signaalspanning spreken en zullen aantoonen, dat tusschen de twee gevallen een vergaande analogie bestaat.

Het gestelde doel van een vormgetrouwe versterking wordt in de practijk al naar gelang van de omstandigheden min of meer benaderd, maar nooit geheel bereikt. De afwijkingen van het gewenschte resultaat kunnen in twee groepen worden gesplitst. De eerste groep wordt gevormd door vervormingen, welke toenemen met toenemende amplitude van het ingangssignaal en voor een voldoend kleine amplitude van het ingangssignaal verdwijnen. Men spreekt bij deze afwijkingen van vervorming door niet-lineaire versterking. De tweede groep van vervormingen is ook bij een willekeurig kleine amplitude van het ingangssignaal aanwezig en te wijten aan het feit, dat de versterkte spanning op een bepaald moment niet ondubbelzinnig door de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

grootte van de signaalspanning gegeven is, maar bijv. tevens afhangt van de afgeleide van de signaalspanning naar de tijd of van een integraal van de signaalspanning over de tijd. Een belangrijk kenmerk van deze vervormingen is, dat ze ook optreden in schakelingen, welke uitsluitend elementen bevatten, die voldoen aan de wet van Ohm, zoodat men elke tak kan karakteriseeren door een bepaalde weerstand resp. een bepaalde complexe impedantie. Men noemt dergelijke schakelingen lineaire netwerken en spreekt dan ook van lineaire vervorming.

Wij willen in dit artikel nagaan, op welke wijze men de eigenschappen van een versterker, speciaal wat zijn lineaire vervorming betreft, doelmatig kan karakteriseeren. Aangetoond zal worden, dat de bekende amplitudekarakteristiek van een versterker, welke de amplitude van het uitgangssignaal bij constante amplitude van het ingangssignaal als functie van de frequentie voorstelt, veelal geen geschikt middel is om de eigenschappen van de versterker te beoordeelen. Wenscht men de eigenschappen van een versterker volledig te karakteriseeren, dan moet men, behalve de amplitudekarakteristiek, ook de fasekarakteristiek kennen. In dit artikel zal echter de aandacht worden gevestigd op een geheel andere manier om de eigenschappen van een versterker vast te leggen, nl. door een kromme, welke aangeeft op welke wijze de versterker reageert op een éénmaal optredende discontinue verandering van de signaalspanning. Deze kromme, die wij de sprongkarakteristiek van de versterker zullen noemen, blijkt juist in die gevallen met voordeel te kunnen worden gebruikt, waarin de amplitudekarakteristiek alleen geen voldoende inlichtingen geeft. Aan de hand van een aantal voorbeelden zullen we trachten een kwalitatief overzicht te geven van het onderlinge verband tusschen amplitudekarakteristiek en sprongkarakteristiek.

Fourieranalyse en amplitudekarakteristiek

Een willekeurig signaal $v(t)$, dat op de ingang van een versterker wordt gezet, kan men benaderen door een Fourier-ontwikkeling met een aantal frequenties ω_n:

$$v(t) = \sum_n a_n \cos(\omega_n t + \psi_n) \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Bij een volmaakt getrouwe versterking zou het uitgangssignaal $V(t)$ eenvoudig een factor f grooter zijn dan het ingangssignaal:

$$V(t) = \sum_n f a_n \cos(\omega_n t + \psi_n).$$

Is echter lineaire vervorming aanwezig, dan blijkt elke frequentie ω_n met een andere factor f_n te kunnen worden versterkt, terwijl bovendien in het algemeen een faseverschuiving φ_n zal optreden, zoodat het uitgangssignaal geschreven kan worden als

$$V(t) = \sum_n f_n a_n \cos(\omega_n t + \psi_n - \varphi_n), \quad . \quad . \quad (2)$$

waarin f_n en φ_n functies zijn van de frequentie ω_n, maar niet van de amplitude a_n. Men noemt $f(\omega)$ en $\varphi(\omega)$ resp. de amplitudekarakteristiek en de fasekarakteristiek van de versterker [1]).

Neemt men bijv. aan, dat de versterkingsfactor f onafhankelijk is van de frequentie ω en dat bovendien φ evenredig is met ω, zoodat φ_n/ω_n = constant = τ, dan kan men verg. (2) omvormen in:

$$V(t) = f \sum_n a_n \cos(\omega_n t + \psi_n - \omega_n \tau) =$$

$$= f \sum_n a_n \cos\{\omega_n(t-\tau) + \psi_n\} = f \cdot v(t-\tau). \quad (3)$$

of, wat op hetzelfde neerkomt,

$$V(t+\tau) = f \cdot v(t) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Dit wil dus zeggen, dat het uitgangssignaal geheel gelijkvormig is met het ingangssignaal en alleen een tijd τ later komt. Een dergelijke vertraging vormt voor de meeste toepassingen geen bezwaar, zoodat dus het vervullen van de voorwaarden:

f onafhankelijk van ω, φ evenredig met ω,

een bevredigende werking van de versterker garandeert.

In de practijk wordt inderdaad veelal getracht aan versterkers, die vormgetrouw moeten versterken, een zoo vlak mogelijk verloop van de amplitudekarakteristiek te geven; aan de fasekarakteristiek wordt echter wel eens te weinig aandacht besteed. Men kan dit eenigszins begrijpen, wanneer men bedenkt, dat het faseverloop in geluidversterkers en dus ook in radio-ontvangers practisch van geen belang is [2]). Het geluid behoeft nl. om een natuurlijke indruk op ons oor te maken, niet vormgetrouw te worden weergegeven. Hier is alleen het juist overbrengen van het frequentiespectrum van belang en doet het onderlinge faseverband der verschillende componenten binnen wijde gren-

[1]) Is behalve de lineaire vervorming ook niet-lineaire vervorming aanwezig, dan veranderen f en φ niet alleen met de frequentie, maar ook met de amplitude. Bovendien treden in het uitgangssignaal frequenties op, die in het ingangssignaal niet aanwezig zijn, zoodat het, exact beschouwd, niet meer mogelijk is om van een amplitudekarakteristiek of fasekarakteristiek te spreken. Over het karakteriseeren van niet-lineaire vervorming zie bijv. Philips techn. T. **4**, 371, 1939, verg. (1) en (2).

[2]) Zie hierover het artikel van J. F. Schouten, Philips techn. T. **4**, 176, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

zen weinig ter zake. Vandaar, dat naast de afwezigheid van niet-lineaire vervorming het ongeveer vlak verloopen van de amplitudekarakteristiek practisch de eenige eisch is, die men hier te stellen heeft.

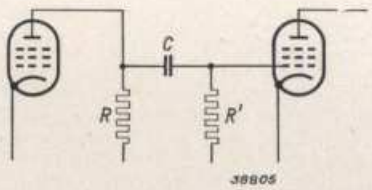


Fig. 1. Koppeling tusschen twee buizen van een weerstandsversterker. De capaciteiten tusschen de electroden van de buizen zijn in dit schema verwaarloosd.

Bij oscillograafversterkers en televisieversterkers biedt daarentegen een vlak verloop van de amplitudekarakteristiek geen waarborg voor een bevredigende werking. Laten we bijv. een eenvoudige weerstandsversterker beschouwen, waarvan de schakeling in *fig. 1* is aangegeven ($R' \gg R$). Wanneer de buiscapaciteiten kunnen worden verwaarloosd, zoodat het aangegeven schema exact geldt, dan zal de versterkingsfactor oploopen met toenemende frequentie en tenslotte een grenswaarde bereiken voor frequenties, waarvoor de impedantie van de condensator C klein is ten opzichte van R'. Bij deze hooge frequenties verkrijgt men dan een geheel vormgetrouwe versterking van het ingangssignaal.

We beschouwen nu de weergave van een blokvormig signaal (*fig. 2a*), waarvan de periode zoo kort is, dat bij de grondfrequentie reeds 98% van de maximale versterking wordt bereikt. In dit geval zou men geneigd zijn te denken, dat in het uitgangssignaal haast geen afwijking van de blokvorm meer zou kunnen optreden. In werkelijkheid verkrijgt men echter het in fig. 2*b* weergegeven verloop van de uitgangsspanning, dat zeer sterk van de blokvormige signaalspanning verschilt. Maakt de versterker deel uit van een oscillograafapparaat, dan geeft fig. 2*b* een aanschouwelijk beeld van de te verwachten verteekening van de oscillogrammen.

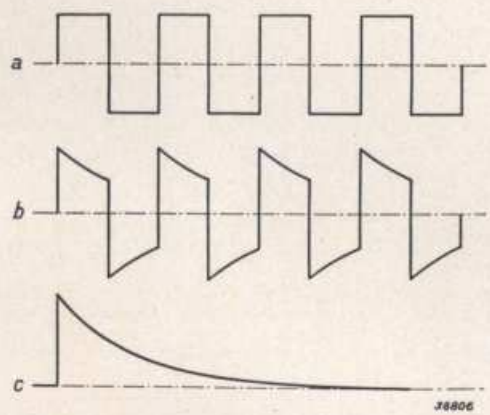


Fig. 2. *a*) Blokvormig ingangssignaal, waarmee de weergave van een versterker kan worden onderzocht. *b*) Het uitgangssignaal, dat een weerstandsversterker volgens fig. 1 bij een ingangssignaal volgens kromme *a* levert, wanneer de frequentie zoo laag wordt gekozen, dat de grondgolf door de impedantie van de koppelcondensator 2% wordt verzwakt. *c*) Het uitgangssignaal voor een ingangsspanning, die bij $t = 0$ plotseling van 0 tot 1 springt en verder constant blijft (sprongkarakteristiek).

Op grond van de amplitudekarakteristiek van de versterker zou men op deze verteekening zeker niet zijn voorbereid. Neemt men bovendien ook de fasekarakteristiek in aanmerking, dan moet men deze verteekening natuurlijk wel kunnen afleiden, immers amplitudekarakteristiek en fasekarakteristiek samen geven bij afwezigheid van niet-lineaire vervorming een volledige beschrijving van het gedrag van een versterker.

Sprongkarakteristieken

Zooals wij gezien hebben, verschaft de amplitudekarakteristiek $f(\omega)$, welke de weergave van sinusvormige signalen beschrijft, geen voldoende inlichtingen omtrent de getrouwheid, waarmee een willekeurig signaal wordt weergegeven. Het oscillogram van een blokvormig signaal, fig. 2*b*, komt dit doel veel dichter nabij, zoodat men zou kunnen overwegen om dit oscillogram rechtstreeks als een karakteristiek van de versterker te beschouwen. Deze methode kan nog iets vereenvoudigd worden door in plaats van de reeks van discontinue spanningsveranderingen, waaruit het blokvormige signaal is samengesteld, één enkele discontinue toeneming van de spanning als ingangssignaal te kiezen. Het was Heaviside, die het eerst het gedrag van allerlei electrische netwerken bij een dergelijk ingangssignaal onderzocht; de behandeling van de hierbij optredende wiskundige problemen heeft hem geleid tot de ontwikkeling van de operatorenrekening [3]). Wij zullen echter in dit artikel uitsluitend met gewone differentiaalvergelijkingen werken. Bij de in het bovenstaande behandelde weerstandsversterker zal de uitgangsspanning bij een discontinue toename van het ingangssignaal eveneens discontinu toenemen en daarna exponentieel tot nul afdalen. Deze „sprongkarakteristiek" van de weerstandsversterker is in fig. 2*c* weergegeven. Uit de helling van de exponentieele lijn, welke het verloop van de uitgangsspanning voor een constante ingangsspanning voorstelt, kan men gemakkelijk schatten, welke verteekening van een

[3]) Een beknopte uiteenzetting van de operatorenrekening en haar toepassing op discontinue verschijnselen werd in dit tijdschrift gegeven door B. van der Pol en Th. J. Weijers, Philips techn. T. **1**, 367, 1936.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

blokvormig signaal van een bepaalde periodiciteit is te verwachten.

Voorbeelden van sprongkarakteristieken

De gebruikelijke versterkers zijn zoodanig geconstrueerd, dat ze voor een bepaald frequentiegebied een behoorlijk getrouwe weergave bezitten, terwijl zoowel voor hoogere als voor lagere frequenties vervormingen optreden. Het voorbeeld, aan de hand waarvan wij het begrip sprongkarakteristiek hebben ontwikkeld, had betrekking op het gedrag van versterkers aan de kant van de lage frequenties van dat gebied. De meest belangwekkende problemen treden echter op aan de bovenste grens van het frequentiegebied van getrouwe weergave. Reeds herhaaldelijk werd in dit tijdschrift ingegaan op de middelen, welke ter verbetering van de getrouwheid van de versterking voor signalen met deze hooge frequenties kunnen worden toegepast, zoowel bij de versterkerbuizen zelf als bij de netwerken voor het koppelen van de opeenvolgende buizen [4]). Daar de lineaire vervorming in hoofdzaak van de netwerken afkomstig is, willen we onze beschouwingen hiertoe beperken. Gaan we weer uit van een weerstandsversterker, dan kan een onvervormde versterking slechts worden verkregen, indien de anode-impedantie van de versterkerbuis zich bij alle in aanmerking komende frequenties als een zuivere weerstand gedraagt. Bij het in fig. 1 aangegeven schema zou dit boven een bepaalde minimale frequentie het geval zijn. In werkelijkheid zijn echter behalve de in fig. 1 aangegeven schakelelementen steeds parasitaire capaciteiten aanwezig, met name capaciteiten tusschen de electroden van de versterkerbuizen alsmede tusschen bepaalde deelen van de bedrading en aarde. Brengt men deze capaciteiten in rekening, dan verkrijgt men het in *fig. 3* voorgestelde koppelnetwerk tusschen twee opeenvolgende buizen, en men ziet, dat nu voor zeer hooge frequenties geen sprake meer kan zijn van een constante anode-impedantie; de impedantie daalt met toenemende frequentie tengevolge van de parasitaire capaciteiten C_1 en C_2.

Nu heeft men verschillende schakelingen bedacht om de daling van de impedantie tot een zoo hoog mogelijke frequentie tegen te gaan. Vier verschillende voorbeelden van verbeterde koppelnetwerken

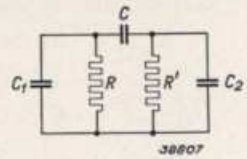


Fig. 3. Volledig koppelnetwerk van een weerstandsversterker. Dit bevat de parasitaire capaciteiten C_1 en C_2, welke voor hooge frequenties een vermindering van de versterking tengevolge hebben.

zijn in *fig. 4* naast het eenvoudigste koppelnetwerk aangegeven. Het netwerk *II* kan bijv. uit *I* worden afgeleid door in serie met de anodeweerstand een zelfinductie te schakelen. De daling van de totale anode-impedantie tengevolge van de capaciteiten C_1 en C_2 tracht men hier zooveel mogelijk te compenseeren door een overeenkomstige toeneming van de impedantie van L. Gaat men de principieele tekortkomingen van dit schema na, dan wordt men als volgende stap ter verbetering geleid tot het netwerk *III*, enz.

Een probleem van belang is nu, in hoeverre deze bij oscillograafversterkers en televisieversterkers gebruikelijke koppelnetwerken inderdaad betere resultaten leveren dan de eenvoudige weerstandskoppeling. Wij willen dit nagaan zoowel aan de hand van amplitudekarakteristieken als aan de hand van sprongkarakteristieken. Hierbij willen wij eenvoudigheidshalve afzien van vervormingen door de versterkerbuizen en willen alleen de koppelnetwerken beschouwen. Het ingangssignaal kiest men dan met voordeel niet als een bepaalde spanning maar als een bepaalde stroomsterkte, welke de anodestroom van de voorafgaande versterkerbuis voorstelt. Het uitgangssignaal van het netwerk is een bepaalde spanning, nl. de roosterwisselspanning van de volgende buis.

De berekening van de amplitudekarakteristieken berust op bekende principes en behoeft hier niet uitvoerig te worden beschreven. Er bestaat een groote verscheidenheid van mogelijke resultaten, daar die schakelelementen, welke in fig. 4 niet nader door letters zijn aangeduid, willekeurig kunnen worden gekozen. Kiest men deze elementen steeds

[4]) Philips techn. T. 4, 358, 1939.

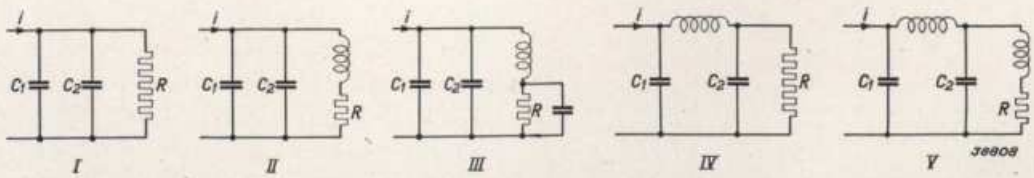


Fig. 4. Koppelnetwerk van fig. 3 en eenige verbeterde koppelnetwerken, waarvan de amplitudekarakteristiek tot hoogere frequenties vlak verloopt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

zoo, dat de amplitudekarakteristiek bij lage frequenties zoo vlak mogelijk verloopt, dan verkrijgt men voor de vijf aangegeven netwerken de in *fig. 5* aangegeven amplitudekarakteristieken. Hierin is de verhouding tusschen uitgangsspanning en ingangsstroom uitgezet als functie van $\omega R\,(C_1 + C_2)$, waarbij de waarde van deze verhouding voor zeer lage frequenties gelijk 1 is gesteld.

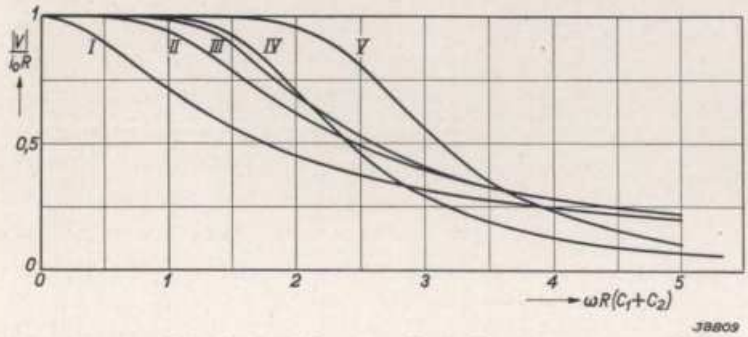


Fig. 5. Amplitudekarakteristieken van de in fig. 4 weergegeven koppelnetwerken.

Op grond van de grafieken van fig. 5 wordt men tot de conclusie gevoerd, dat de getrouwheid van de versterking bij hooge frequenties door de uitbreiding van het koppelnetwerk in belangrijke mate verbeterd is. Acht men bijv. een daling van de amplitude tot 90% van de maximale waarde toelaatbaar, dan bedraagt de bovenste grensfrequentie van het netwerk *II* ruim het dubbele van die van de zuivere weerstandskoppeling *I*, terwijl de verbetering bij het netwerk *V* zelfs meer dan een factor 4 bedraagt. Op grond van de ervaringen, welke wij met de amplitudekarakteristiek bij lage frequenties hebben opgedaan, weten we echter, dat het nog onzeker is, welke beteekenis deze resultaten hebben voor de vormgetrouwheid van de versterking van een willekeurig verloopend signaal.

We willen nu de sprongkarakteristieken van dezelfde vijf koppelnetwerken beschouwen. Op het moment $t = 0$ springt de ingangsstroom van $i = 0$ tot $i = i_0$ en behoudt verder deze waarde. Gevraagd wordt voor elk van de netwerken naar het verloop van de spanning op de capaciteit C_2. Aangenomen wordt hierbij steeds, dat tot het tijdstip $t = 0$ geen electrische energie in de schakeling aanwezig is. De condensatoren hebben dus de lading nul en de zelfinducties een stroom nul.

Als voorbeeld zal hieronder de berekening voor het geval van de schakeling *II* worden uitgevoerd. Hiertoe is het noodig voor de zelfinductie, welke in deze schakeling voorkomt, een bepaalde waarde te kiezen. Om de in fig. 5, kromme *II*, weergegeven amplitudekarakteristiek te verkrijgen, moet deze zelfinductie een waarde $L = 0{,}414\ R^2\,(C_1 + C_2)$ bezitten. Noemen we verder $C_1 + C_2 = C$, dan gehoorzamen de spanningen en stroomen in het netwerk aan de volgende vergelijkingen:

$$\left.\begin{aligned} V = \int_{-\infty}^{t} \frac{i_C}{C}\,\mathrm{d}t &= L\,\frac{\mathrm{d}i_L}{\mathrm{d}t} + Ri_L, \\ i_0 &= i_C + i_L. \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots \quad (5)$$

Gevraagd wordt naar de spanning V als functie van de tijd. Eliminatie van i_C en i_L geeft:

$$LC\,\frac{\mathrm{d}^2V}{\mathrm{d}t^2} + RC\,\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}t} + V - Ri_0 = 0.$$

Stel $V - Ri_0 = v$, dan geldt voor v:

$$LC\,\frac{\mathrm{d}^2v}{\mathrm{d}t^2} + RC\,\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} + v = 0.$$

Door substitutie van $v = Ae^{\alpha t}$ vindt men de zg. karakteristieke vergelijking

$$\alpha^2 + \frac{R}{L}\,\alpha + \frac{1}{LC} = 0,$$

waaruit volgt:

$$\alpha = -\frac{R}{2L} \pm \sqrt{\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{LC}}$$

of, met de boven aangegeven keuze $L = 0{,}414\ R^2C$:

$$\alpha = -\frac{1{,}209}{RC} \pm j\,\frac{0{,}980}{RC}.$$

De algemeene oplossing is dus

$$v = Ae^{-1{,}209\,t/RC}\cos\,(0{,}980\,t/RC + \varphi)$$

of

$$V = i_0R + Ae^{-1{,}209\,t/RC}\cos\,(0{,}980t/RC + \varphi) \quad \ldots \quad (6)$$

A en φ moeten nu nog uit de grenscondities worden afgeleid. Gegeven zijn de twee beginvoorwaarden:

$$V(t)_{(t=0)} = 0 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (7a)$$

$$i_L(t)_{(t=0)} = 0 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (7b)$$

Uit (7b) volgt

$$i_C(t)_{(t=0)} = i_0$$

en daar

$$i_C = C\,\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}t}, \quad \text{is} \quad \left(\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}t}\right)_{(t=0)} = \frac{i_0}{C}.$$

Voor A en φ volgen hieruit de vergelijkingen:

$$i_0R + A\cos\varphi = 0,$$

$$1{,}209\cos\varphi + 0{,}980\sin\varphi + i_0R/A = 0.$$

Hieruit vindt men

$$A = -1{,}022\,i_0R,$$

$$\varphi = -0{,}209.$$

De volledige formule voor de sprongkarakteristiek is dus

$$V = i_0R\,\{1 - 1{,}022\,e^{-1{,}209\,t/RC}\cos\,(0{,}980t/RC - 0{,}209)\} \quad \ldots \quad (8)$$

In *fig. 6* zijn de resultaten weergegeven, waarbij kromme *II* met verg. (8) overeenstemt. Als eenheid van spanning is de waarde i_0R genomen, als eenheid van tijd het product $RC = R(C_1 + C_2)$. Uit de figuur blijkt, dat er een zekere tijd verloopt, voordat de spanning de uiteindelijke waarde be-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

reikt. Verder treedt in alle gevallen, behoudens dat van de gewone weerstandskoppeling (kromme *I*), een zekere mate van voorbijtrillen op.

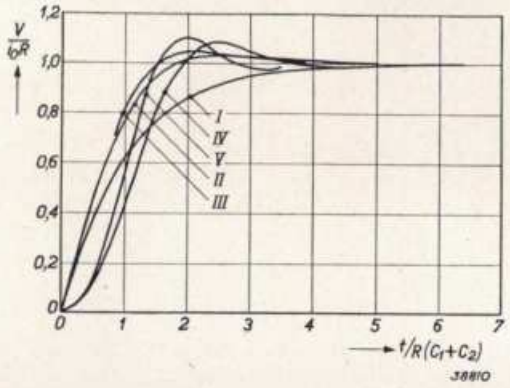


Fig. 6. Sprongkarakteristieken van de in fig. 4 weergegeven koppelnetwerken.

Vergelijkt men nu de opeenvolgende sprongkarakteristieken *II*, *III*, *IV*, *V*, dan ziet men, dat de maximale helling in het aanloopende gedeelte steeds grooter wordt, tevens echter wordt het voorbijtrillen steeds sterker. Het is eenigszins een kwestie van het subjectieve oordeel, welke van deze krommen men als de beste benadering van een rechthoekig spanningsverloop wenscht te beschouwen. De groote verbetering, welke men bij een vergelijking van de amplitudekarakteristieken *II* en *V* meent te constateeren, is dus voor de weergave van een rechthoekig spanningsverloop van twijfelachtige waarde.

Tracht men de hier gevonden resultaten te generaliseeren, dan komt men tot de vraag, welk verloop van de amplitudekarakteristiek als het beste moet worden beschouwd. Naarmate de amplitudekarakteristiek van een versterker tot hoogere frequenties vlak verloopt, zal zijn sprongkarakteristiek een steeds steiler front bezitten, hetgeen op zichzelf gunstig is voor het verkrijgen van een getrouwe weergave. Zooals wij boven gezien hebben, neemt echter met toenemende steilheid van het front van de sprongkarakteristiek ook de neiging tot voorbijtrillen toe. Dit voorbijtrillen wijst op het aanwezig zijn van zwak gedempte resonanties, welke in de amplitudekarakteristiek aanleiding zullen geven tot een plaatselijk sterk hellend verloop. Veelal heeft men getracht om de versterking van hooge frequenties door middel van resonantie zoodanig op te halen, dat een piek in de amplitudekarakteristiek optreedt. In dat geval blijkt het voorbijtrillen zoo sterk te zijn, dat geen sprake meer kan zijn van een verbetering van de weergave. Een uitrekking van het vlakke gedeelte van de amplitudekarakteristiek tot hoogere frequenties zal dus geen vooruitgang beteekenen, wanneer ze gepaard gaat met het optreden van resonantiepieken of met een sterke vergrooting van de helling in het dalende gedeelte.

Dit in het oog houdende behoeft het niet te verwonderen, dat de schakeling *IV* zich, wat de sprongkarakteristiek betreft, minder gunstig gedraagt dan schakeling *III*. Immers het vlakke gedeelte van de amplitudekarakteristiek is bij de overgang van *III* naar *IV* slechts weinig uitgerekt, terwijl de helling in het dalende gedeelte aanzienlijk is toegenomen. De overgang van het koppelnetwerk *I* naar koppelnetwerk *II* is daarentegen als een zeer belangrijke verbetering te beschouwen: hierbij is het vlakke gedeelte van de amplitudekarakteristiek aanzienlijk uitgerekt, zonder dat de helling in het dalende gedeelte veel grooter is geworden.

Uitgangsspanning bij een willekeurig ingangssignaal

Op de volgende wijze kan men inzien, dat de kennis van de sprongkarakteristiek voldoende is om het spanningsverloop bij een willekeurige ingangsstroom te berekenen: Wanneer op het tijdstip $T = 0$ de ingangsstroom een sprong 0→1 maakt,

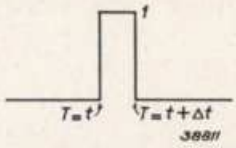


Fig. 7. Stroomstoot als ingangssignaal. Met behulp van de sprongkarakteristiek kan men het hierbij behoorende uitgangssignaal berekenen.

zal het spanningsverloop gegeven worden door de sprongkarakteristiek $S(T)$. Wordt deze sprong gemaakt op het moment $T = t$, dan wordt het spanningsverloop gegeven door $S(T-t)$. Neemt men als ingangsstroom nu een stroom van de in *fig. 7* aangegeven vorm, dan wordt de spanning:

$$\begin{aligned} V(T) &= S(T-t) - S(T-t-\Delta t) \\ &\approx S(T-t) - [S(T-t) - \Delta t S'(T-t)] \\ &= S'(T-t)\Delta t. \end{aligned}$$

Nu kan men een willekeurig stroomverloop steeds opvatten als een reeks aan elkaar sluitende stroomstooten van het in fig. 7 weergegeven type (zie *fig. 8*) en met een amplitude $i(t)$. De uitgangsspan-

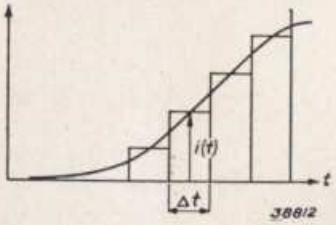


Fig. 8. Een willekeurig ingangssignaal kan worden samengesteld uit een aantal aan elkaar sluitende stroomstooten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

ning wordt verkregen door de bijdragen van alle stroomstooten bij elkaar op te tellen, dus

$$V(T) = \sum_{t=0}^{t=T} i(t)S'(T-t)\Delta t,$$

hetgeen voor $\Delta t \to 0$ overgaat in

$$V(T) = \int_0^T i(t)S'(T-t)\,dt \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Wanneer $i(t)$ en $S(t)$ gegeven zijn, is het spanningsverloop dus door een integratie te vinden.

Als speciaal geval kiezen wij een stroom, die op het tijdstip $t = 0$ begint en sinusvormig verloopt. De uitgangsspanning $V(T)$ is gegeven door de formule:

$$V(T) = \int_0^T \sin \omega t\, S'(T-t)dt,$$

hetgeen door eenige eenvoudige transformaties overgevoerd kan worden in

$$V(T) = \sin \omega T \int_0^T \cos \omega t\, S'(t)dt - \\ - \cos \omega T \int_0^T \sin \omega t\, S'(t)dt \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

De integralen in verg. (10) gaan met toenemende waarde van T naar zekere limietwaarden. Met andere woorden, de spanning $V(T)$ verkrijgt op den duur een sinusvormig verloop met bepaalde amplitude en fase. Stellen wij:

$$\int_0^\infty \cos \omega t\, S'(t)dt = c(\omega),$$

$$\int_0^\infty \sin \omega t\, S'(t)dt = s(\omega),$$

dan wordt op den duur

$$V(T) = c(\omega) \sin \omega t - s(\omega) \cos \omega t$$

en hieruit volgt de amplitudekarakteristiek:

$$f(\omega) = \sqrt{c^2(\omega) + s^2(\omega)},$$

alsmede de fasekarakteristiek

$$\operatorname{tg} \varphi(\omega) = s(\omega)/c(\omega).$$

Hiermede is dus rechtstreeks afgeleid, dat de sprongkarakteristiek zoowel de amplitudekarakteristiek als de fasekarakteristiek kan vervangen.

Sprongkarakteristiek van meerdere trappen in cascade

Verg. (9) is direct van nut, wanneer men de sprongkarakteristiek van een versterker met meerdere trappen uit de sprongkarakteristieken van de afzonderlijke trappen wil afleiden. Laten wij aannemen, dat een versterker bestaat uit twee trappen, waarvan de eerste een koppelnetwerk bezit met een sprongkarakteristiek S_a en de tweede een koppelnetwerk met een sprongkarakteristiek S_b. Zet men de sprong 0→1 op de eerste trap, dan wordt de uitgangsspanning van die trap de spanning $S_a(T)$. Is de versterkerbuis een penthode, dan wordt deze spanning omgezet in een stroom van hetzelfde verloop met de tijd, en deze stroom wordt toegevoerd aan de tweede trap, welke een sprongkarakteristiek $S_b(T)$ heeft. De uitgangsspanning van deze tweede trap, welke nu de sprongkarakteristiek van de geheele versterker voorstelt, kan op grond van verg. (9) onmiddellijk geschreven worden in de vorm:

$$S(T) = \int_0^T S_a(t)S_b'(T-t)dt. \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Door deze „vermenigvuldiging" kan men dus de sprongkarakteristiek van een versterker afleiden uit die van de afzonderlijke trappen [5]).

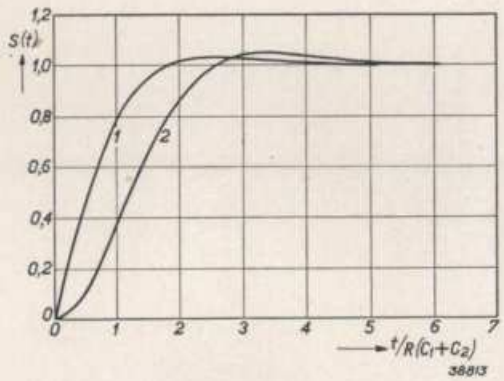


Fig. 9. *1*) Sprongkarakteristiek van een trap met netwerk *II* van fig. 4. *2*) Sprongkarakteristiek van twee dergelijke trappen in cascade. Het front van de karakteristiek wordt minder steil en het voorbijtrillen wordt sterker.

Als voorbeeld werd de sprongkarakteristiek van twee gelijke trappen in cascade berekend, waarbij voor elke trap een karakteristiek volgens kromme *II* van fig. 6 is ondersteld. In *fig. 9* is de resulteerende

[5]) De aangegeven integraal is een symmetrische functie van S_a en S_b, zoodat de sprongkarakteristiek niet verandert, wanneer men de volgorde van de trappen omkeert. Dit blijkt door een partieele integratie:

$$\int_0^T S_a(t)\, S_b'(T-t)\, dt = S_a(0)S_b(T) - S_a(T)S_b(0) + \\ + \int_0^T S_a'(t)\, S_b(T-t)\, dt.$$

De eerste twee termen aan de rechter zijde verdwijnen, daar $S_a(0) = S_b(0) = 0$. Stellen wij in de derde term $T - t = t'$, dan verkrijgt de geheele vergelijking de vorm:

$$\int_0^T S_a(t)\, S_b'(T-t)dt = \int_0^T S_b(t')\, S_a'(T-t')\, dt',$$

waaruit de symmetrie duidelijk blijkt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

sprongkarakteristiek weergegeven en vergeleken met die van één trap afzonderlijk. De sprongkarakteristiek van de tweetrapsversterker toont een iets minder steil verloop en een grootere mate van voorbijtrillen. Bij gebruik van nog meer trappen zal dit effect in het algemeen nog sterker optreden.

Hoogfrequentieversterkers

Bij de hoogfrequentietrappen van radio-ontvangers en televisie-ontvangers interesseert men zich niet voor de geheele krommevorm van het uitgangssignaal maar slechts voor het tijdsverloop van zijn amplitudo. Het ligt derhalve voor de hand om bij deze trappen onder de sprongkarakteristiek te verstaan het verloop van de amplitudo van het uitgangssignaal voor een hoogfrequent ingangssignaal, waarvan de amplitudo een sprong 0→1 maakt. Wanneer de draaggolffrequentie van het uitgangssignaal groot is ten opzichte van de hoogste modulatiefrequenties, dan blijkt het bij benadering voorgesteld te kunnen worden als een in amplitudo gemoduleerde hoogfrequente wisselspanning met dezelfde frequentie en fase als het ingangssignaal. Dit heeft tengevolge, dat uit de boven gedefinieerde sprongkarakteristiek gemakkelijk de modulatie van het uitgangssignaal voor een willekeurig verloop van de ingangsamplitudo kan worden afgeleid. Immers het ingangssignaal kan evenals in het voorgaande worden ontbonden in de wisselstroomen gedurende opeenvolgende tijdsintervallen Δt; elk van deze „wisselstroomstooten" geeft aan de uitgangszijde een spanningsbijdrage van dezelfde frequentie en fase, zoodat de totale uitgangsamplitudo op elk moment gegeven is door de som van de amplituden van alle spanningsbijdragen.

In een vroeger artikel in dit tijdschrift werd er reeds op gewezen, dat men vele koppelnetwerken van hoogfrequentie-versterkertrappen door een eenvoudige transformatie uit de koppelnetwerken van een videofrequentie-versterker kan afleiden [6]). Men behoeft hiertoe slechts elke capaciteit met een parallelgeschakelde zelfinductie op een bepaalde frequentie f_0 in het midden van de televisieband af te stemmen, en elke zelfinductie met behulp van een seriecondensator bij diezelfde frequentie tot resonantie te brengen.

Vergelijkt men nu de sprongkarakteristieken van een videofrequent koppelnetwerk en van een hieruit afgeleid hoogfrequent koppelnetwerk, dan vindt men, dat beide precies dezelfde vorm bezitten, maar dat het laatstgenoemde tweemaal zoo langzaam met de tijd verloopt als het eerstgenoemde. Dit correspondeert volkomen met de in het boven aangehaalde artikel afgeleide eigenschap van het hoogfrequente koppelnetwerk, dat zijn amplitudekarakteristiek, als functie van $2(f-f_0)$ uitgezet, hetzelfde verloop bezit als de amplitudekarakteristiek van het videofrequente koppelnetwerk, uitgezet tegen f. Een bewijs van deze stelling zal derhalve achterwege worden gelaten.

Hoogfrequentieversterking van draaggolf en één zijband

De in het bovenstaande ingevoerde hoogfrequente koppelnetwerken met takken, welke afgestemd zijn op een frequentie f_0, bezitten aan weerskanten van deze frequentie een symmetrische amplitudekarakteristiek, zoodat twee signalen met frequenties $f_1 = f_0 + \Delta f$ en $f_2 = f_0 - \Delta f$ in dezelfde mate worden versterkt. Kiest men f_0 gelijk aan de draaggolffrequentie, dan zullen dus de beide zijbanden dezelfde bijdrage tot het uitgangssignaal leveren.

Nu wordt tegenwoordig voor vele gevallen gepropageerd om de ontvangers zoo in te richten, dat ze behalve de draaggolf slechts één zijband ontvangen, voornamelijk omdat men dan bij gegeven breedte van de frequentieband, waarvoor de versterker gevoelig is, tweemaal zoo hooge modulatiefrequenties zal kunnen versterken. De draaggolf ligt dan aan de onderste of bovenste grens van de betreffende frequentieband, en wel gewoonlijk zoo sterk opzij verschoven, dat de versterking voor de draaggolf reeds op de helft gedaald is. Wij willen nu in het kort de resultaten bespreken, die hierbij verkregen worden voor het geval van één trap, die een eenvoudige kring met paralleldemping bezit.

Allereerst blijkt, dat het bij een dergelijke versterker niet mogelijk is om uit de sprongkarakteristiek het verloop van de uitgangsamplitudo voor een willekeurig verloop van de ingangsamplitudo af te leiden. Dit hangt samen met het feit, dat het uitgangssignaal van deze versterker bij een plotselinge verandering van de amplitudo van het ingangssignaal geen zuivere amplitudemodulatie vertoont, maar ook in fase en frequentie varieert. De eerste reactie op een discontinue verandering van het ingangssignaal is nl. het optreden van een vrije trilling met een frequentie, die in het midden van de band ligt, waarvoor de versterker gevoelig is. Geleidelijk wordt deze trilling gedempt; er blijft dan alleen de gedwongen trilling over, waarvan de frequentie, zooals boven gezegd werd, aan de rand van het gevoelige gebied is gelegen.

Het resultaat van deze frequentiemodulatie is, dat de bijdragen van de verschillende voorafgaande

[6]) Zie het in noot [4]) aangehaalde artikel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

wisselstroomstooten tot de op één bepaald moment aanwezige uitgangsspanning onderling in frequentie verschillen. De amplitude van de uitgangsspanning is dan niet meer gegeven door de som van de amplituden van alle bijdragen, zoodat men het verloop van de uitgangsspanning niet meer door integratie over de bijdragen van alle voorafgaande wisselstroomstooten kan berekenen, maar voor ieder verloop van de ingangsstroom afzonderlijk moet behandelen.

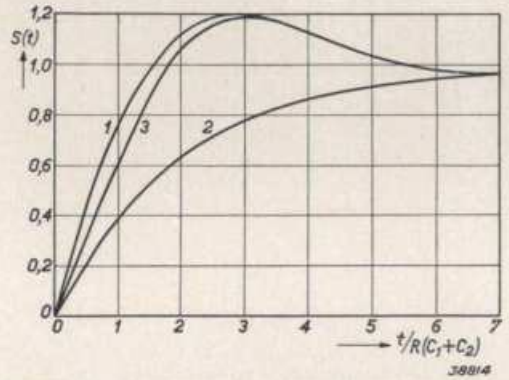


Fig. 10. Verloop van de uitgangsamplitudo in het geval van één-zijband-versterking bij gebruik van een kring met paralleldemping.
1 amplitudo van de ingangsstroom 0→1
2 amplitudo van de ingangsstroom 1→0
3 amplitudo van de ingangsstroom maakt een kleine sprong $i_0 \rightarrow i_0 \pm \Delta i_0$. In dit geval beteekent $S(t)$ de uitgangsamplitudo, gedeeld door Δi_0.

In *fig. 10* is aangegeven, hoe bij één-zijbandontvangst de amplitudemodulatie van het uitgangssignaal als functie van de tijd verloopt voor verschillende ingangssignalen. Kromme *1* geeft het verloop bij een sprong 0→1 in de amplitudo van de ingangsstroom, kromme *2* bij een sprong 1→0. Ter vergelijking met de voorgaande kromme is kromme *2* in omgekeerde richting uitgezet. Men ziet, dat hier een zeer groot verschil van krommevorm optreedt. Kromme *1* vertoont een voorbijtrillen van 20%, terwijl in het verloop van kromme *2* de trilling volkomen gedempt is.

Kromme *3* stelt het verloop van de amplitudemodulatie van het uitgangssignaal voor, wanneer de sprong in de amplitudo van het ingangssignaal slechts klein is. In dat geval geven een sprong naar boven en naar beneden symmetrische resultaten, welke ongeveer gelijken op kromme *1*.

Voor televisie-signalen, die zoodanig zijn gemoduleerd, dat de amplitudo toeneemt met toenemende helderheid van het beeld (positieve modulatie) kunnen wij uit de krommen *1* en *2* de conclusie trekken, dat een zwart-wit-overgang een grootere scherpte zal bezitten en meer voorbijtrillen zal vertoonen dan een wit-zwart-overgang. Deze laatste heeft in het uitgangssignaal precies hetzelfde verloop, als wanneer de draaggolf in het midden van de gevoelige band was gelegen. Wanneer we dus onderstellen, dat de slechtste overgang de kwaliteit van het beeld bepaalt, dan zouden we tot de conclusie komen, dat het gebruik van één zijband bij dezelfde totale bandbreedte geen betere beeldkwaliteit levert dan het gebruik van twee zijbanden. Nemen we echter aan, dat de beeldkwaliteit hoofdzakelijk wordt bepaald door de weergave van kleine contrasten (kromme *3*), dan resulteert een aanmerkelijke verbetering van de scherpte.

In hoeverre dit als een verbetering van de beeldkwaliteit kan worden beschouwd, is aan de hand van ons voorbeeld niet uit te maken. Immers we hebben hier een gewone trillingskring beschouwd, welke, wat zijn sprongkarakteristiek betreft, analoog is met een eenvoudige *R*-*C*-keten. Waar desniettegenstaande in het geval van één-zijband-ontvangst een voorbijtrillen van 20% optreedt, ligt het voor de hand om te vreezen, dat een complete ontvanger nog veel sterkere trillingen zal vertoonen, waarvan de bestrijding zeer moeilijk kan zijn.

Een wiskundige behandeling van de één-zijbandontvangst met eenigszins samengestelde koppelnetwerken is vrij omslachtig, zoodat in deze richting nog geen uitvoerige theoretische onderzoekingen zijn verricht. Het is echter niet moeilijk om de sprongkarakteristieken van ontvangers ook experimenteel te bepalen. Men zou kunnen denken, dat dit op eenige moeilijkheden zou stuiten, omdat dan een éénmaal optredende sprong gemeten moet worden. Men kan dit bezwaar echter ondervangen door aan de ingang een bloksignaal als in fig. 2 resp. een hoogfrequent signaal met blokvormig verloopende amplitudo te geven. Neemt men de periode van dit bloksignaal lang genoeg, dan zullen de overgangsverschijnselen, die optreden tengevolge van een bepaalde sprong, bij de volgende sprong reeds practisch nul geworden zijn. Op deze wijze vindt men de sprongkarakteristiek steeds herhaald, zoodat men deze bijv. met behulp van een kathodestraaloscillograaf zichtbaar kan maken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

EEN APPARAAT VOOR BEHANDELING MET INFRAROODE STRALING

door A. van WIJK.

621.384 : 615.83

Verschillende locale aandoeningen, zooals bijv. rheumatiek, kunnen met succes behandeld worden door het weefsel te verwarmen met behulp van een bestralingsapparaat. De golflengte van de straling kan met voordeel zoodanig worden gekozen, dat een zoo groot mogelijke energie geabsorbeerd wordt bij een gegeven temperatuurverhooging in het weefsel dicht bij het oppervlak van de huid. Dit komt neer op de eisch, dat de absorptiecoëfficient van het lichaam voor de betreffende straling laag moet zijn. Het gunstigste gedrag vertoont het gebied van roode en infraroode straling met golflengten van 0,7 tot 1,3 μ. Straling van grootere golflengten wordt vooral door water sterk geabsorbeerd, straling van kleinere golflengten door de roode kleurstof van het bloed.

In dit artikel wordt het Philips-apparaat voor infraroodbestraling beschreven, waarbij de straling wordt opgewekt met behulp van een gloeilamp, omgeven door een filter van stroomend water. Dit toestel levert vrijwel uitsluitend straling met de gunstigste golflengten, terwijl bij de gebruikelijke gloeilichamen van lage temperatuur slechts eenige procenten van de straling de gunstigste golflengten bezitten. Aan de hand van proeven wordt aangetoond, dat men met het nieuwe toestel een ongeveer driemaal zoo hooge bestralingsintensiteit kan geven als met de gebruikelijke apparaten.

Bij verschillende locale aandoeningen (bijv. rheumatiek, ontstekingen), die niet te diep onder het huidoppervlak gelegen zijn, doch ook wel bij ziekten der inwendige organen, wordt door den medicus gebruik gemaakt van de zg. infraroodbehandeling ter genezing resp. ter vermindering van pijn. Aangenomen moet worden, dat de gunstige werking in de eerste plaats een gevolg is van de optredende verwarming van het weefsel. Of daarnaast nog aan fotochemische werking van de straling gedacht moet worden, is onzeker, ofschoon met deze mogelijkheid wel rekening gehouden wordt.

Bij de toepassing van de infraroodbestraling wordt er als regel naar gestreefd de bestralingssterkte zoo hoog mogelijk op te voeren, teneinde te bereiken, dat het weefsel op de plaats der aandoening zoo sterk mogelijk verwarmd wordt.

Overal in het weefsel is de vrijkomende warmte per tijdseenheid en per eenheid van laagdikte evenredig aan de plaatselijke stralingsintensiteit. Daar de straling in het weefsel sterk geabsorbeerd wordt en de intensiteit bij het indringen dus sterk afneemt, is de verwarming in de eerstgetroffen lagen zeer veel sterker dan op iets grootere diepte. De natuurlijke begrenzing van de sterkte der toe te passen bestraling wordt dientengevolge geleverd door de verwarming van de buitenste weefsellagen, d.i. de huid en de direct hieronder liggende laag, waar de gevoelsorganen gelegen zijn. Deze verwarming kan een bepaalde waarde niet overschrijden, zonder dat onhoudbare pijn veroorzaakt wordt.

De mate van de verwarming hangt behalve van de intensiteit ook af van de aard van de toegepaste straling, dwz. van de golflengte, resp. het golflengtegebied, waarin de energie wordt uitgezonden. De golflengte heeft nl. een sterke invloed op de absorptie van de straling in het weefsel [1]). Hoe geringer de absorptie, hoe grooter de dieptewerking en hoe grooter de bestralingssterkte, welke men kan toepassen, vóórdat de absorptie van energie in de uiterste huidlaag zoo groot wordt, dat pijn optreedt (vgl. *fig. 1*). Het is dus van belang een stralingssoort te kiezen, waarvoor de absorptie zoo gering mogelijk is.

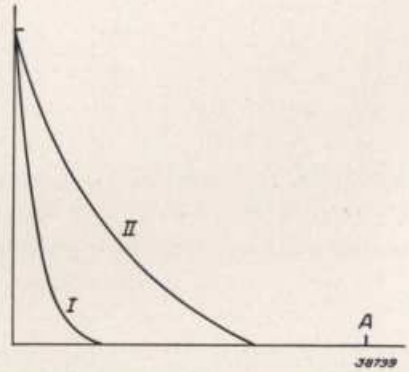


Fig. 1. Schematisch verloop van de geabsorbeerde energie per tijdseenheid en per eenheid van laagdikte als functie van de diepte in het weefsel,

I voor straling met hooge absorptie,
II voor straling met geringe absorptie.

De bestralingssterkten zijn zoo gekozen, dat de absorpties vlak onder de huid gelijk zijn. Het oppervlak van de krommen geeft de totale per tijdseenheid geabsorbeerde energie, welke dus in het geval van kromme *II* belangrijk grooter is dan in het geval van kromme *I*. Voor een punt, dieper dan het absorptiegebied, bijv. *A*, bepaalt deze energie de verwarming, die door geleiding plaats vindt.

Aan deze eisch wordt in de practijk der infraroodbehandeling tot nu toe in het geheel niet voldaan. De meest ingeburgerde bestralingsapparaten be-

[1]) Vgl. bijv. G. Miescher, Strahlenther. **61**, 578, 1938.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

vatten als stralingsbron een electrisch verhit gloeilichaam, in de open lucht bedreven, waarvan de temperatuur uiteenloopt van 500 °C (op de grens van zichtbaar gloeiend) tot 1000 °C (oranjerood gloeiend). De relatieve samenstelling van de straling van dergelijke lichamen wordt ongeveer beschreven door de wet van Planck voor de straling van het „zwarte lichaam" [2]).

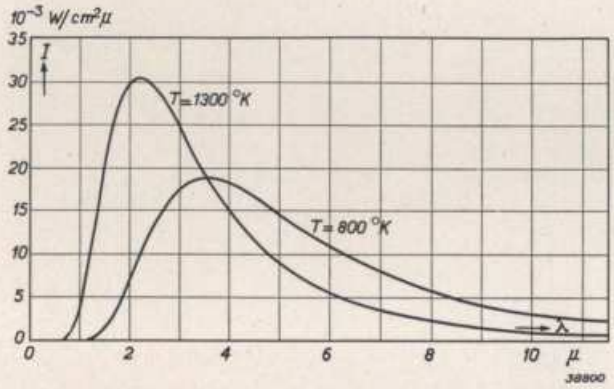


Fig. 2. Bestralingssterkte in W/cm² per golflengtegebied van 1 μ als functie van de golflengte, voor zwarte lichamen met temperaturen van 800 °K en 1300 °K, bij een totale bestralingssterkte van 0,1 W/cm².

Fig. 2 geeft voor de genoemde temperaturen, welke overeenkomen met absolute temperaturen van 800 °K en 1300 °K[3]), het verloop van de stralingsintensiteit als functie van de golflengte. De krommen zijn geteekend voor gevallen van gelijke bestralingssterkte, en wel van 0,1 W/cm². De maxima van de stralingsintensiteit liggen voor beide temperaturen ver in het infrarood, en wel bij golflengten (λ) van ca 3,6 resp. 2,2 μ. Slechts een te verwaarloozen kleine fractie van de straling ligt in het zichtbare gebied ($\lambda < 0{,}8$ μ). Dit is in overeenstemming met de gebruikelijke naam „infraroodbehandeling" voor de hier beschouwde „verwarming door middel van straling".

In principe zou echter even goed straling van andere golflengtegebieden gebruikt kunnen worden, daar immers het verwarmende effect van de geabsorbeerde straling voor alle golflengten hetzelfde is, en wel 860 kcal/kWh. Dat men in de practijk infraroode straling gekozen heeft en voor het opwekken ervan tot stralingsbronnen van lage temperatuur gekomen is, berust op de zeer verbreide misvatting, als zou alleen infraroode straling verwarming geven, welke misvatting haar uitdrukking vindt in de benaming „warmtestraling" voor het infrarood. De oorzaak voor het ontstaan van deze misvatting heeft men te zoeken in het feit, dat bij vrijwel alle voorkomende stralingsbronnen (gloeilamp, kaars, vuur) verreweg het grootste gedeelte der uitgezonden energie in het infraroode spectraalgebied ligt, zoodat, wat men van de straling gevoelt, hoofdzakelijk aan dit gebied te danken is. Dit is echter slechts een kwestie van kwantiteit, niet van kwaliteit.

Naarmate nu de temperatuur lager is, wordt een grooter deel van de straling in het infraroode gebied uitgezonden. Dit heeft op grond van de aangeduide misvatting en in de onjuiste verwachting van een zoo hoog mogelijk rendement er toe geleid, stralingsbronnen van lage temperatuur te gebruiken.

Het probleem is echter niet om een zoo hoog mogelijk percentage infraroode straling te verkrijgen, maar om een soort straling te kiezen, die een zoo hoog mogelijke belasting van de huid toelaat, dwz., zooals reeds werd uiteengezet, een soort straling, die zoo weinig mogelijk in het weefsel wordt geabsorbeerd. Bedenken we nu, dat het levend weefsel voor het belangrijkste percentage uit water bestaat, dan zien we, dat straling, die sterk door water geabsorbeerd wordt, geen groote indringingsdiepte in het weefsel kan hebben. *Fig. 3* geeft de absorptiekromme [4]) van water,

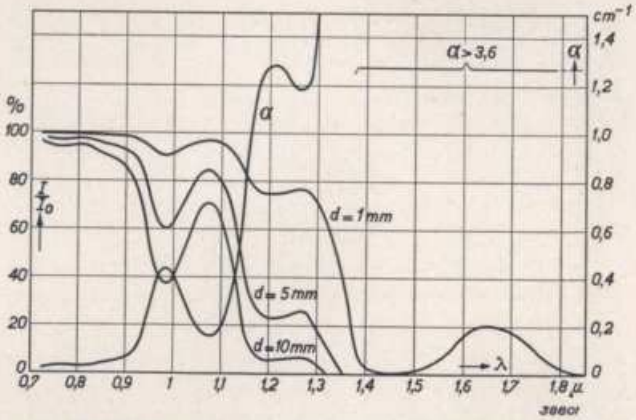


Fig. 3. Absorptie-index α en doorlating I/I_0 voor water bij verschillende laagdikten d. De absorptie-index α is gedefinieerd met behulp van de betrekking

$$\frac{I}{I_0} = 10^{-\alpha d}.$$

Bij golflengten grooter dan 1,35 μ vertoont water een sterke absorptie.

benevens de er uit berekende doorlating bij laagdikten van 1, 5 en 10 mm. Duidelijk blijkt, dat zelfs bij kleine laagdikten practisch geen straling doorgelaten wordt met $\lambda > 1{,}35$ μ (bij een dikte van 1 mm is nog een doorlatingsgebied met een

[2]) Voor practische toepassingen van de stralingsformule van Planck zie bijv. de tabellen van W. de Groot, Physica **11**, 265, 1931, of Jahnke-Emde, Funktionentafeln, uitg. Teubner (Leipzig, Berlijn), 2e druk, 1933, blz. 46.

[3]) Absolute temperatuur in °K = temperatuur in °C + 273°.

[4]) J. R. Collins, Phys. Rev. **26**, 771, 1925.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

maximum van 20% bij 1,65 μ te constateeren, bij 2 mm is de hoogte van dit maximum gereduceerd tot 4%, bij 3 mm tot 0,8%). Er kan dus zonder meer worden geconcludeerd, dat straling met $\lambda > 1{,}35$ μ nooit diepere weefsellagen kan bereiken, doch geheel in de buitenste laag geabsorbeerd wordt en daardoor voor de therapie in kwestie niet geschikt is.

Ook straling van te kleine golflengten is voor de bedoelde therapie ongunstig. Bijv. wordt ultraviolet licht sterk geabsorbeerd en hetzelfde geldt voor zichtbaar licht, met uitzondering van het uiterste rood. Voor een groot deel zijn de bloedkleurstoffen voor deze absorptie verantwoordelijk. Directe doorlatingsproeven aan weefsellagen hebben aangetoond, dat het maximum van doorlating tusschen 0,7 en 1,35 μ ligt [5]), waarbij de curve aan de zijde van de lange golflengten met die van water correspondeert, aan de kant van de korte golflengten met die van oxyhaemoglobine [5]), d.i. de roode bloedkleurstof in de geoxydeerde vorm (slagaderlijk bloed).

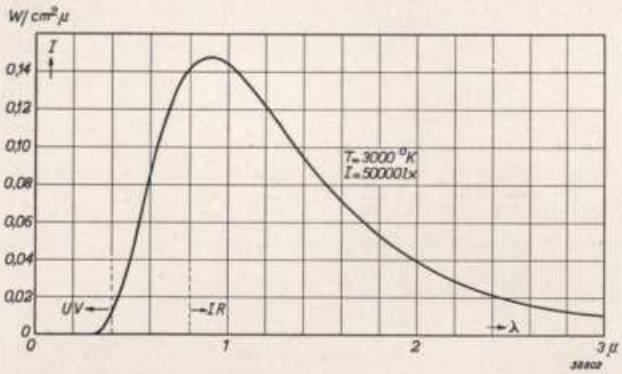


Fig. 4. Bestralingssterkte als functie van de golflengte voor een gloeilichaam van wolfraam met een temperatuur van 3000 °K, bij een verlichtingssterkte van 50 000 lx.

De straling, uitgezonden door zwarte lichamen met lage temperatuur, is met het oog op de doorlating zeer ongunstig. Bij 1300 °K heeft slechts 4% van de straling een golflengte kleiner dan 1,35 μ; bij 800 °K is dit zelfs minder dan 1‰ (vgl. fig. 2). Door keuze van een hoogere temperatuur blijkt het echter mogelijk te zijn straling te verkrijgen, waarvan een veel grooter percentage tot het golflengtegebied van maximale doorlating behoort. *Fig. 4* geeft de verdeeling van de straling van wolfraam bij een temperatuur van 3000 °K. De kromme geldt voor een geval, waarbij de verlichtingssterkte 50 000 lux bedraagt. In dit geval is de stralingsdichtheid 0,168 W/cm² (tot $\lambda = 3$ μ gerekend; de wolfraamdraad is steeds door een ballon van glas of kwarts omgeven, waardoor straling van nog langere golflengte geabsorbeerd wordt). De verdeeling van de straling over verschillende golflengtegebieden vindt men in onderstaande tabel.

Tabel I

golflengtegebied	stralingsdichtheid	
	W/cm²	%
infrarood $\lambda > 1{,}35$ μ	0,062	37
infrarood $1{,}35\ \mu > \lambda > 0{,}7$ μ	0,088	52
zichtbaar $0{,}7\ \mu > \lambda > 0{,}4$ μ	0,018	11
ultraviolet $\lambda < 0{,}4$ μ	$0{,}45 \cdot 10^{-5}$	0,27

Zooals men ziet in de tabel, valt van de straling 0,088 W/cm², d.i. 52% in het gunstigste gebied van 0,7-1,35 μ, daarnaast echter nog 37% in het ongunstige gebied $\lambda > 1{,}35$ μ, dat te veel aan de oppervlakte geabsorbeerd wordt in het weefsel. Door nu de straling door een waterlaag te filtreeren, kan het gedeelte ervan, dat de bedoelde ongunstige golflengten bezit, van tevoren weggenomen worden, waardoor de samenstelling nog veel gunstiger wordt, in die zin, dat een nog hooger percentage in het gebied 0,7-1,35 μ ligt. *Fig. 5* geeft de stralingsverdeeling over het spectrum achter waterfilters van 5 resp. 10 mm dikte. De percentages in het gebied 0,7-1,35 μ zijn resp. 74% en 70%; de rest ligt nagenoeg geheel in het zichtbare gebied. Zooals blijkt uit de afname van dit percentage bij vergrooting van de dikte der waterlaag van 5 mm tot 10 mm, heeft een verdere verhooging van deze dikte geen gunstig effect.

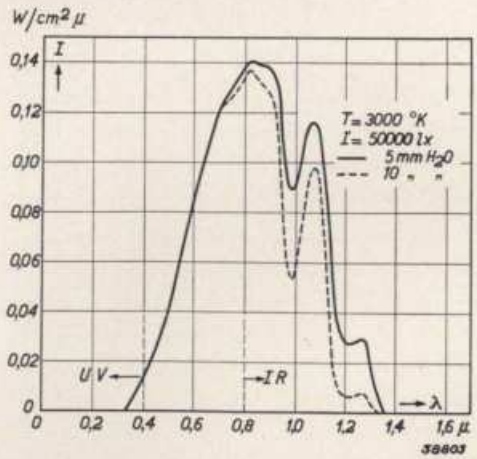


Fig. 5. Bestralingssterkte als functie van de golflengte voor een wolfraamdraad van 3000 °K met waterfilter, bij een verlichtingssterkte van 50 000 lx.
——— waterfilter van 5 mm dikte
- - - - - waterfilter van 10 mm dikte

[5]) Vgl. o.a. G. Hoffmann, Strahlenther. **65**, 477, 1939; ook U. Henschke, Strahlenther. **66**, 646, 1939; dit overzichtsartikel, waaraan verschillende gegevens ontleend zijn, bevat een uitvoerige literatuuropgave.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

Het Philips-apparaat voor infraroodbestraling

Het Philips-apparaat voor infraroodbestraling (vgl. *fig. 6*) bevat een gloeilamp van 750 W met een draadtemperatuur van 3000 °K, omgeven door een laag water van ca 6 mm dikte. Het is noodzakelijk

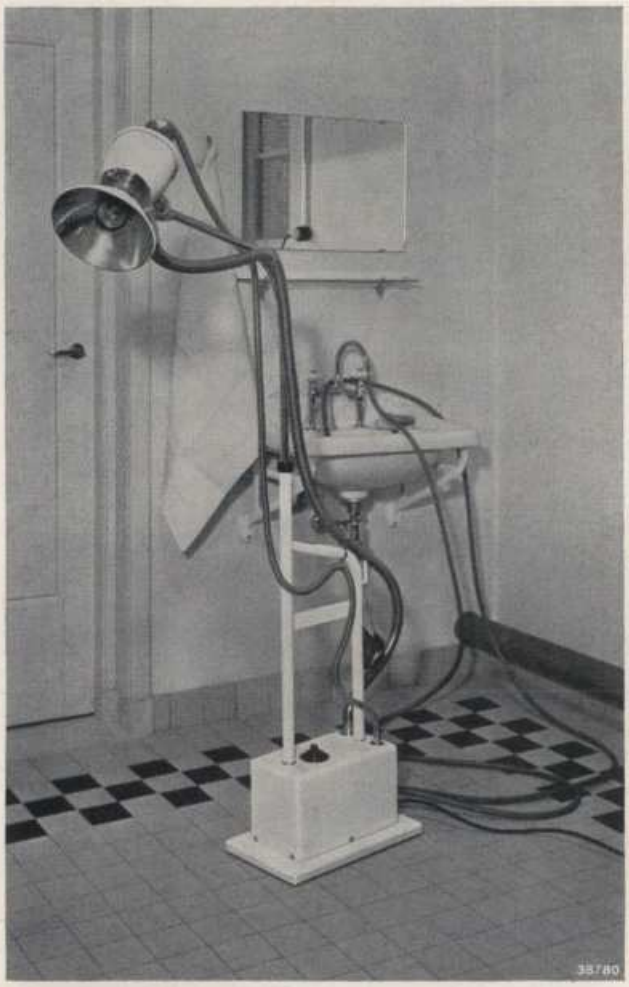


Fig. 6. Philips-toestel voor infraroodbehandeling.

het water voortdurend door strooming te verversen, daar het anders spoedig tot koken zou geraken door de groote hoeveelheid er in geabsorbeerde energie. Een vergelijking van de krommen van fig. 4 en 5 leert, dat bij 5 mm waterdikte ca 54% van de uitgestraalde energie in het water geabsorbeerd wordt, waarbij nog komt de warmte, die door convectie naar de glasballon van de lamp wordt gevoerd en de in de ballon geabsorbeerde energie, die beide eveneens aan het water worden afgegeven. Directe meting door bepaling van het temperatuurverschil van instroomend en uitstroomend water leverde voor het door het water opgenomen vermogen een bedrag van 560 watt.

Door een verstelbare reflector kan de straling naar behoefte meer of minder geconcentreerd worden. Ook voor deze mogelijkheid is het belangrijk, dat de temperatuur van het stralende element hoog is, zoodat de afmetingen ervan slechts klein behoeven te zijn. In ons geval is de grootste afmeting ca 1 cm. Daar de totale stralingsstroom, per oppervlakte-eenheid van de bron uitgezonden, evenredig is met de vierde macht van de temperatuur, zou bij een temperatuur van 800 °K het oppervlak, voor een emissie van hetzelfde vermogen, $(3000/800)^4 =$ ca 200 maal zoo groot moeten zijn, en dienovereenkomstig zou ook de reflector zeer veel grooter moeten zijn, ter verkrijging van dezelfde bundeling en regelbaarheid hiervan.

De lamp is bevestigd aan een verstelbaar statief, overeenkomend met dat van het Philips-„Biosol"-apparaat [6]). De lamp (met reflector) is over hoeken van 60° draaibaar om twee onderling loodrechte assen, waardoor de bundel gemakkelijk op het gewenschte huiddeel te richten is. In de voet van het statief bevindt zich een transformator met gescheiden wikkelingen, waardoor de netspanning (wisselspanning 220 V) getransformeerd wordt tot 15 Volt. De lampstroom (50 A) wordt door een kabel, omgeven door een soepele metaalslang, naar de lamp geleid; door een tweede, dikkere, metaalslang loopen de rubber toe- en afvoerslangen voor het filterwater naar de lamp.

Eigenschappen van verschillende stralingsbronnen

Door Henschke [7]) is opgemerkt, dat de stralingsbelastbaarheid van de huid (d.i. volgens het bovenstaande de sterkte der invallende straling, die nog juist zonder pijn verdragen kan worden) in tegenstelling met vele andere subjectieve grootheden scherp te bepalen is, en bij eenzelfde stralingssamenstelling voor verschillende individuen weinig uiteenloopt. Gedurende korte tijd zijn zeer hooge bestralingssterkten te verdragen, doch naarmate de bestralingstijd langer wordt, neemt de toelaatbare sterkte naar een asymptotische waarde af. In *fig. 7* is als functie van de bestralingssterkte de proefondervindelijk bepaalde tijd uitgezet, gedurende welke deze straling te verdragen is, en wel voor stralingssoorten van verschillende samenstelling [8]). Duidelijk blijkt, hoe betrekkelijk goed de grens gedefinieerd is van de bestralingssterkte, die gedurende lange tijd (dwz. langer dan 3 min) uit

---

[6]) Zie Philips techn. T. **2**, 18, 1937.

[7]) Zie het in noot [5]) aangehaalde artikel.

[8]) De door ons gevonden waarden wijken aanzienlijk af van de door Henschke (noot [5]) aangegeven getallen. Deze laatste zijn van de orde van 30 maal zoo hoog. Het lijkt ons waarschijnlijk, dat de door Henschke opgegeven getallen per minuut zijn bedoeld en niet per seconde, zooals hij vermeldt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

te houden is, en hoe ver de huidbelastbaarheid voor de verschillende stralingssoorten uiteenloopt.

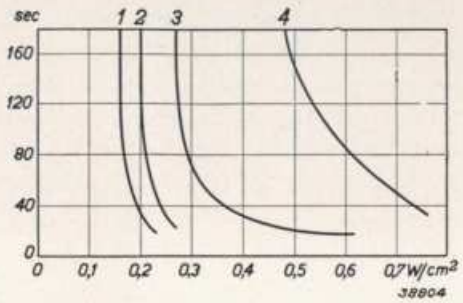


Fig. 7. Tijdsduur, gedurende welke de huid een bestraling kan verdragen, als functie van de bestralingssterkte, voor de vier verschillende stralingsbronnen van tabel II.

In *tabel II* zijn de uit fig. 7 afgelezen belastbaarheden voor lange bestralingstijd opgegeven.

Tabel II

Stralingsbron	Temp.	Huidbelastbaarheid voor lange tijd
1) Gebruikelijk infraroodbestralingsapparaat (stralenkachel)	1300 °K	0,16 W/cm²
2) Laagbelaste gloeilamp	2200 °K	0,20 W/cm²
3) Hoogbelaste gloeilamp	2900 °K	0,27 W/cm²
4) Philips' infraroodbestralingsapparaat	3000 °K	0,47 W/cm²

Met het Philips-apparaat voor infraroodbestraling is men blijkens de tabel in staat, een ca 3 maal zoo hooge huiddosis te geven als met de thans gebruikelijke infraroodbronnen, en daardoor een dienovereenkomstig grooter warmte-effect te bereiken. De aard van de straling is zoodanig, dat de maximaal bereikbare dieptewerking wordt verkregen. Toch is ook hier op eenigszins groote diepte (enkele mm of meer) de verwarming hoofdzakelijk aan geleiding te danken en niet aan de ter plaatse doorgedrongen straling, die daartoe reeds te veel verzwakt is (zie fig. 1).

De temperatuurverhooging in afhankelijkheid van de diepte in het weefsel is door verschillende onderzoekers bepaald. Uit de metingen blijkt, dat op grootere diepte dan ca 10 mm geen temperatuurverhooging te constateeren is, zelfs bij de gunstigste samenstelling van de straling. Daar ook voor dieper gelegen aandoeningen vaak infraroodbestraling wordt toegepast, moet men aannemen, dat, indien hierbij een effect verkregen wordt, dit niet door directe verwarming veroorzaakt kan zijn, doch langs indirecte, bijv. reflectorische weg. Een andere mogelijkheid van verklaring bestaat hierin, dat fotochemische werking optreedt en van belang is. Ook op groote diepte, waar de verzwakking zoo aanzienlijk is, dat van geen warmtewerking meer sprake kan zijn, is de intensiteit, indien straling uit het gebied 0,7-1,35 μ beschouwd wordt, nog groot genoeg om eventueel fotochemische werking uit te oefenen.

Redelijkerwijze is niet te verwachten, dat voor een dergelijke fotochemische werking straling met golflengten langer dan 3 μ van belang kan zijn; immers de stralingsquanta zijn in dat golflengtegebied zoo klein, dat ze slechts chemische reacties kunnen bevorderen, welke een zoo lage activeeringsenergie vragen, dat ze ook door de temperatuurbeweging reeds tot stand zullen komen. Indien dus fotochemische werking bij de infraroodbestraling een essentieele rol speelt, zal de straling, zooals die bij het Philips-apparaat wordt toegepast, behalve wegens de grootere indringingsdiepte ook nog wegens de grootere energie der stralingsquanta gunstig zijn.

Het is interessant op te merken, dat ook de straling van de zon, zooals die op aarde ontvangen wordt, door water gefilterd is, en wel in ongeveer dezelfde mate als bij het Philips-apparaat gekozen werd. De hoeveelheid waterdamp in de aardatmosfeer is nl. zoodanig, dat indien alles gecondenseerd werd, een laagdikte verkregen zou worden, die van de orde van 1 cm is. Zoo correspondeert de hoeveelheid water in de atmosfeer boven het Astrophysisch Observatorium op de Mt. Wilson gemiddeld met een laagdikte van 0,69 cm, terwijl de uitersten 0,2 resp. 2,8 cm bedragen. De grens van het spectrum van het Philips-apparaat voor infraroodbestraling is dus aan de kant van de lange golven vrijwel gelijk aan die van het zonnespectrum. Het maximum van de stralingsintensiteit ligt bij de zon in het zichtbare gebied (ca 0,5 μ), bij het Philips-apparaat bij ca 0,8 μ.

Van de zonnestraling is ca 35% afkomstig van het golflengtegebied van grootste doorlating (0,7-1,35 μ), bij het Philips-apparaat ca 70%, zoodat dus de belastbaarheid van de huid met zonnestraling lager zal zijn dan met die van het apparaat.

De intensiteit van de zonnestraling op aarde bedraagt onder gunstige omstandigheden ca 0,1 W/cm², dwz. zij is van dezelfde orde van grootte, als voor de huidbelastbaarheid bij diverse stralingssamenstellingen in tabel II gevonden werd. Wordt de sterkte van de zonnestraling, bijv. met behulp van een holle spiegel, op het twee à drievoudige van de oorspronkelijke waarde verhoogd, dan is inderdaad de belastbaarheidsgrens van de huid bereikt.

Van groote invloed op de experimenteel gevonden

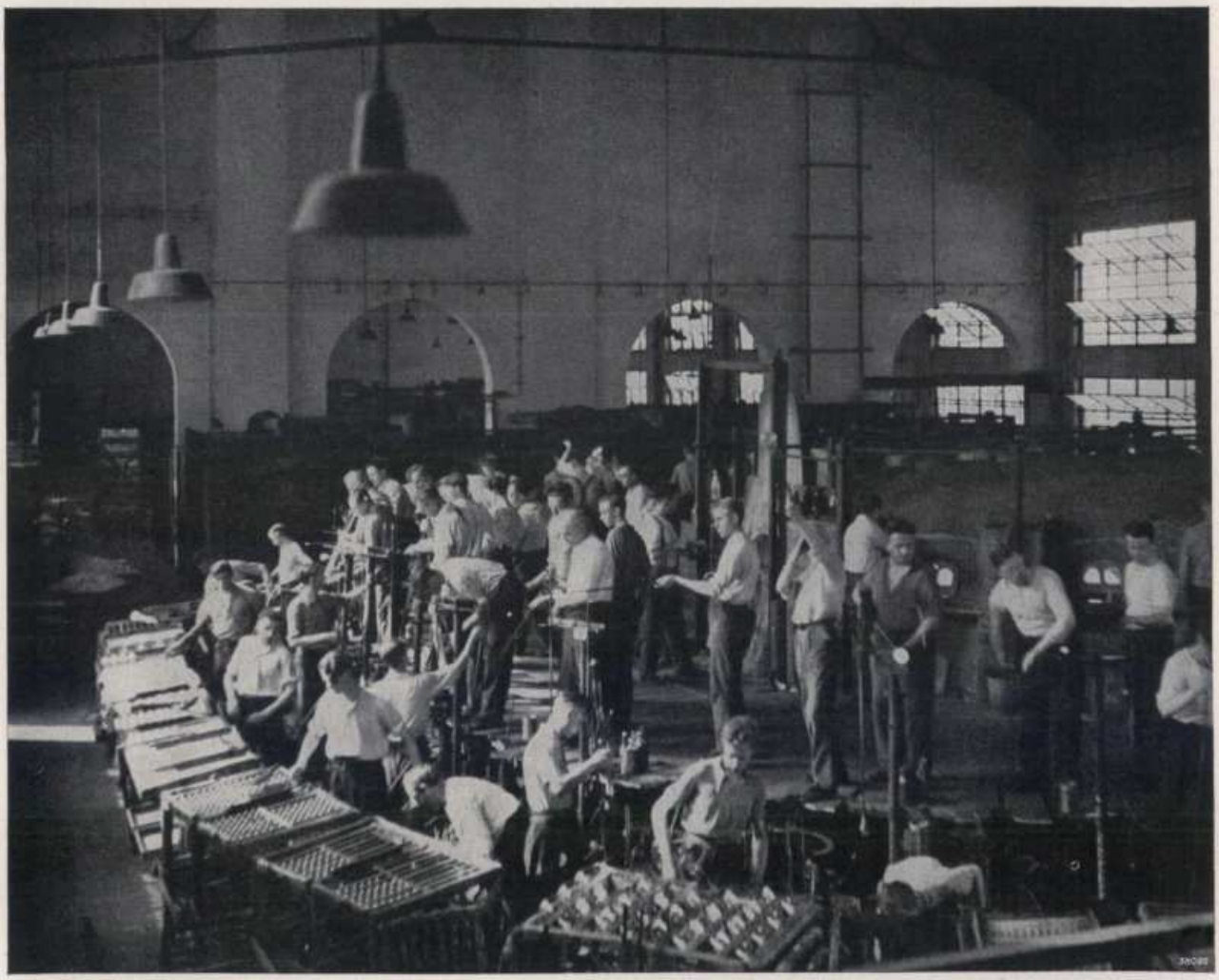
Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

belastbaarheid is de door de luchtstrooming optredende afkoeling. Ook bij vrij geringe windsterkte is reeds duidelijk meer te verdragen dan bij windstilte. Dat op sommige dagen de zon zoo „steken" kan, is waarschijnlijk eerder een gevolg van windstilte dan van een bijzondere spectrale samenstelling van het zonlicht (bijv. door extreem gering watergehalte van de atmosfeer).

Ook bij de toepassing van kunstmatige straling kan men door koeling van de huid, hetzij door een luchtstroom, hetzij door een tegen de huid gedrukte glascuvette met waterkoeling (compressor), de stralingsbelastbaarheid aanzienlijk verhoogen. Door sommige artsen wordt hiervan gebruik gemaakt; wegens de groote invloed van de geleidingswarmte op de ontstane temperatuurverdeeling in het weefsel wordt hiermee echter niet zonder meer een verhooging van de temperatuur op grootere diepte verkregen. Bij sterke afkoeling (compressor met water) van het huidoppervlak kan zelfs een daling het gevolg zijn. Een eventueel fotochemisch effect kan echter op deze wijze onder alle omstandigheden verhoogd worden, daar de toelaatbare bestralingssterkte grooter wordt.

KIJKJE IN EEN DER HALLEN VAN DE PHILIPS GLASFABRIEK



Terwijl de vervaardiging van de ballons der normale gloeilampen en radiobuizen tegenwoordig machinaal geschiedt, is het blazen van de ballons voor de vele soorten speciale lampen nog een der takken van het bedrijf, waar het oude handwerk zich heeft kunnen handhaven. De glasblazers staan in een kring om de groote oven, waarin zich de potten met het gesmolten glas bevinden, en halen hier met lange pijpen de porties glas uit, die zij vervolgens tot de gewenschte vorm blazen. Hierna geven zij de pijp met de nog heete ballon aan de jongens door, die een tweede kring om hen heen vormen en die de ballons „aftikken" en in de gereed staande rekken opstapelen. De schilderachtige indruk, die het geheel op den beschouwer maakt, neemt niet weg, dat hier zeer efficient en met groote nauwkeurigheid wordt gewerkt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

EEN ONTLADINGSVERSCHIJNSEL IN GROOTE ZENDBUIZEN

door J. P. HEIJBOER.

537.521.7 : 621.396.615.1

In zendbuizen treedt soms, ondanks een goed vacuum, een overslag tusschen de op hooge spanning staande electroden op (Rocky-Point-effect). Bij groote buizen kan dit verschijnsel, indien geen voorzorgsmaatregelen worden genomen, aanzienlijke beschadigingen, vooral van de gloeidraden, tengevolge hebben. De beschadigingen kunnen kwalitatief en tot op zekere hoogte ook kwantitatief worden verklaard door de ponderomotorische krachten, welke optreden tusschen verschillende takken van de gloeidraad, als gevolg van de stroom, die bij een overslag door deze takken vloeit. Het artikel geeft eenige eenvoudige berekeningen hierover weer en beschrijft eenige modelproeven, waarmee de verschijnselen, die in de practijk werden waargenomen, konden worden nagebootst. Tenslotte wordt nagegaan, op welke wijze de schadelijke gevolgen van een overslag kunnen worden vermeden.

In moderne zendbuizen wordt gewerkt met een vacuum van 10^{-7} à 10^{-8} mm Hg. Behalve voor het goed functionneeren van de kathode, die de emissiestroom in de buis moet leveren en waarop gassen een schadelijke invloed zouden uitoefenen, is het goede vacuum ook van belang voor het verkrijgen van voldoende isolatie tusschen de verschillende electronen. Dit klemt te meer, waar in de grootste watergekoelde zendbuizen topspanningen kunnen optreden van ca 40 kV, terwijl de afstand tusschen de electroden, bijv. tusschen anode en roosters, slechts weinige cm bedraagt: bij te hooge gasdruk zou de ionisatie der gasmoleculen door de snelle electronen al spoedig aanleiding geven tot het ontstaan van een continue gasontlading in de buis. Men controleert het vacuum het eenvoudigst, door rechtstreeks de ionenstroom te meten, die als gevolg van de ionisatie naar het (op negatieve spanning staande) stuurrooster vloeit.

Nu komt het van tijd tot tijd voor, dat de isolatie tusschen de anode en de andere electroden plotseling verdwijnt en binnen de buis een overslag optreedt. Het is daarbij zoo, dat vóór noch na zulk een overslag een verhoogde ionenstroom op het rooster wordt gemeten. Het verschijnsel is dus niet aan een geleidelijk slechter worden van het vacuum te wijten, maar men moet zich voorstellen, dat er tijdens het bedrijf door een of andere oorzaak plotseling een kleine hoeveelheid gas uit één der electroden vrijkomt; hierdoor kan een overslag plaatsvinden, terwijl direct daarna het gas weer verdwijnt, vermoedelijk door adsorptie in de electroden of in de meestal aanwezige gasbinder.

Het omschreven verschijnsel is reeds lang bekend en wordt in de literatuur meestal als „Rocky-Point-effect" aangeduid, naar een Amerikaansch zendstation, waar het verschijnsel het eerst werd waargenomen.

Wat zijn nu de gevolgen van het Rocky-Point-effect voor de zendbuis? Buizen van gering vermogen, bijv. 100 W, verdragen een dergelijke kortstondige ontlading zonder het minste bezwaar. Bij buizen van groot vermogen echter kan de ontlading aanleiding geven tot beschadigingen. Dit wordt begrijpelijk, wanneer men schakeling en constructie van deze buizen nader beschouwt.

De anodespanning van een zendbuis wordt meestal geleverd door een gelijkrichter met een vereffeningsfilter, welk filter wordt afgesloten met een condensator van vrij groote capaciteit (bij groote buizen eenige tientallen μF). Tusschen de anode en de gelijkrichter wordt verder een smoorspoel opgenomen om de hoogfrequente spanning van de anode niet op de gelijkrichter te laten komen. Het voedingsschema krijgt dus de in *fig. 1* aangegeven gedaante. De condensator C is in het normale bedrijf geladen tot de anodegelijkspanning, die bij groote buizen 10 à 20 kV kan bedragen.

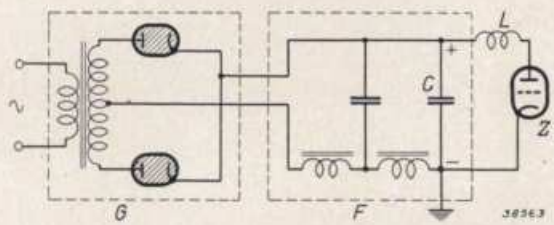


Fig. 1. Voedingsschema van een zendbuis (Z). G gelijkrichter, F vereffeningsfilter.

Op het oogenblik nu, dat in de buis een overslag optreedt, fungeert de anode-kathode-ruimte als kortsluiting. De condensator ontlaadt zich dus via de smoorspoel L, waarbij zeer groote ontlaadstroomen kunnen optreden, die zich door de buis een weg naar aarde zoeken. Een beschouwing van de *fig. 2a* en *b*, waarin de constructie van een groote, watergekoelde zendbuis en speciaal de constructie van de kathode schematisch is weergegeven, levert eenig inzicht omtrent de weg, die de ontlaadstroomen zullen kiezen. De kathode is een wolf-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

raamgloeidraad, die in den regel uit twee of meer parallel geschakelde takken bestaat. De draden van elke tak zijn zigzagsgewijze in de lengterichting van de buis uitgespannen, terwijl om deze, langs de omtrek van een cylinder gerangschikte, draden één of meer cylindrische roosters en daaromheen de cylindrische anode zijn geplaatst. In fig. 2*b*, waarin de kathode plat is uitgeslagen, ziet men, dat de begindraden van beide takken samenkomen in één geaarde voedingspool P, evenzoo de einddraden in een tweede voedingspool. Bij een overslag van anode naar aarde zal nu de stroom waarschijnlijk in hoofdzaak naar de draden AP en BP gaan en hierin naar aarde afvloeien.

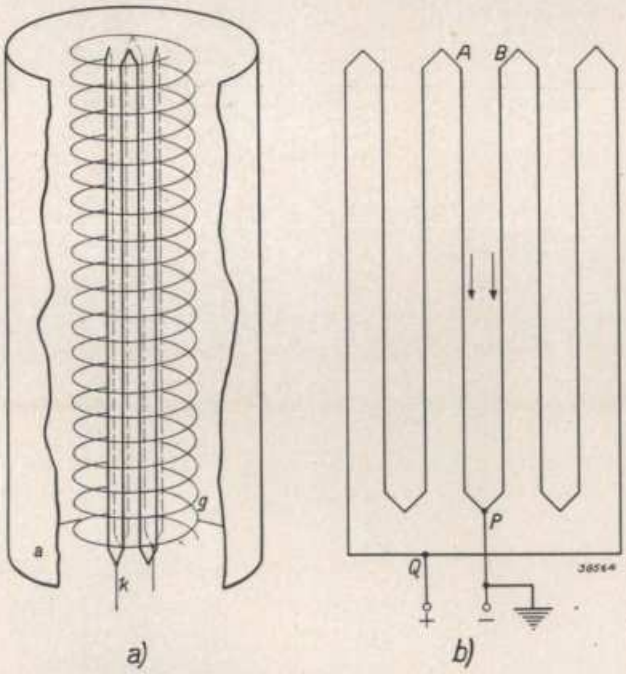


Fig. 2. *a*) Electrodensysteem van een groote watergekoelde zendbuis (triode). Om de gloeidraden k, die als beschrijvende lijnen van een cylinder zijn uitgespannen, is in de vorm van een spiraal het stuurrooster g gewikkeld, terwijl hieromheen de cylindrische anode a is geplaatst.
b) Plat uitgeslagen kathode van de beschouwde watergekoelde zendbuis; zij bestaat uit twee parallel geschakelde takken, elk van vier wolfraam-gloeidraden. De beide takken worden door de gemeenschappelijke polen P en Q gevoed, waarvan de pool P geaard is.

Bij een overslag kunnen dus de naburige draden AP en BP zeer groote stroomen voeren; als gevolg hiervan vindt er niet alleen een aanzienlijke warmte-ontwikkeling plaats, maar tevens treden er groote ponderomotorische krachten tusschen de beide draden op. Het is zeer wel denkbaar, dat deze krachten noemenswaardige uitwijkingen, eventueel zelfs blijvende vormveranderingen van de draden teweegbrengen.

Inderdaad werd in de practijk meerdere malen na een overslag een dergelijke deformatie van de gloeidraden geconstateerd, waarbij soms de uitwijking der draden zoodanig was, dat onderlinge sluiting of sluiting met het stuurrooster ontstond. In een enkel geval werd zelfs een der draden bij de pool stukgetrokken. Tevens werden sporen van de ontlading op de gloeidraden waargenomen, soms in de vorm van sterk vertakte figuren, meestal als onregelmatige uithollingen van de draden.

Worden deze ervaringen door het hierboven geschetste mechanisme kwalitatief verklaard, zoo was het toch ook gewenscht om een meer kwantitatieve voorstelling er van te verkrijgen. De hiertoe opgezette berekeningen en proeven zullen hier in het kort worden behandeld, terwijl daarna ook besproken zal worden, hoe de beschadigingen kunnen worden vermeden.

De geheele berekening valt uiteen in drie deelen: 1) de ontlaadstroomen, 2) de krachten, die hierdoor op de gloeidraden worden uitgeoefend, 3) de teweeggebrachte uitwijkingen van de draden. (Het effect van de warmte-ontwikkeling laten we verder buiten beschouwing.)

Berekening van de ontlaadstroom

Ter berekening van de ontlaadstroom gaan we uit van het schema fig. 1, waarin de condensator C is geladen tot een spanning V en zich ten tijde $t = 0$ gaat ontladen via de zelfinductie L en een weerstand R. Deze laatste bestaat bij de normale schakeling alleen uit de verliesweerstanden in spoel en condensator en uit de weerstand der parallel staande gloeidraden AP en BP. Daarbij onderstellen we, dat deze gloeidraden in hun volle lengte, van A tot P en van B tot P, door de stroom worden doorloopen.

Met behulp van de wisselstroomtheorie vindt men voor de ontlaadstroom $i(t)$ de uitdrukking

$$i = i_m \sin \beta t \, e^{-\alpha t}, \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

waarin

$$\left.\begin{aligned} i_m &= V/L\beta, \\ \alpha &= R/2L, \\ \beta &= \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}. \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

Naar gelang voor β een reëele dan wel imaginaire waarde wordt verkregen (dit laatste is blijkens verg. (2) alleen bij voldoend groote demping R het geval), zal de uitdrukking (1) een gedempte sinustrilling of een aperiodisch verloopende functie voorstellen.

Als voorbeeld beschouwen we een geval, waarin werkelijk defecten door het Rocky-Point-effect werden veroorzaakt. Hierbij was $V = 12$ kV;

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

$L = 1950$ μH; $C = 32$ μF. Elke gloeidraad had (bij de bedrijfstemperatuur van 2500 °K) een lengte $l = 10{,}63$ cm en een diameter $d = 0{,}0892$ cm; met de soortelijke weerstand van wolfraam bij de bedrijfstemperatuur ($73{,}9 \cdot 10^{-6}$ ohm cm) berekent men voor de weerstand der beide parallel geschakelde draden een waarde van ca 0,07 ohm. Als totale weerstand van de ontlaadkring (waarin dus begrepen zijn de verliesweerstanden van C en L) nemen we derhalve de ronde waarde $R = 0{,}1$ ohm aan. Met deze waarden verkrijgen we

$$i_m = 1540 \text{ A}; \alpha = 25{,}6 \text{ sec}^{-1}; \beta = 4000 \text{ sec}^{-1}.$$

De stroomsterkte blijkt dus inderdaad zeer groote waarden te bereiken. Het verloop met de tijd (verg. 1) is in *fig. 3* geteekend. Men ziet, dat de ontlading een snel oscilleerend karakter heeft (frequentie $\beta/2\pi = 640$ per/sec), terwijl de demping zoodanig is, dat de stroomamplitude na ca 0,03 sec, d.i. 20 perioden van de trilling, op de helft is gedaald.

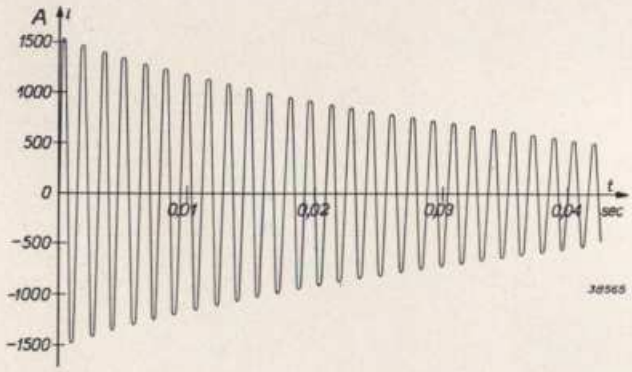


Fig. 3. Verloop van de stroom i bij ontlading van een tot 12 kV geladen condensator van 32 μF, via een zelfinductie van 1950 μH en een weerstand van 0,1 ohm.

Berekening van de mechanische krachten

Wij zullen aannemen, dat de stroom zich gelijkelijk over de beide draden verdeelt, zoodat elke draad de stroom $i/2$ voert. Is r de afstand tusschen de draden, dan is de magnetische veldsterkte, die de stroom in één draad ter plaatse van de andere draad veroorzaakt:

$$H = \frac{i}{r}.$$

Doordat deze andere draad zelf de stroom $i/2$ voert, ondervindt hij per eenheid van lengte een kracht

$$p = H \cdot \frac{i}{2} = \frac{i^2}{2r} \text{ dyne/cm},$$

indien r in cm en i in electromagnetische eenheden is gegeven. Meten we i in ampere, dan wordt

$$p = \frac{i^2}{200\,r} \text{ dyne/cm} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Daar in beide draden de stroom dezelfde richting heeft, is de richting van p zoodanig, dat de draden steeds naar elkander toe worden getrokken. Vullen we in (3) de uitdrukking (1) voor de stroom in, dan krijgen we

$$p = \frac{i_m^2}{400\,r} (1 - \cos 2\beta t)\, e^{-2\alpha t} \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

In *fig. 4* is dit verloop van de kracht met de tijd uitgezet, waarbij voor r de in het beschouwde voor-

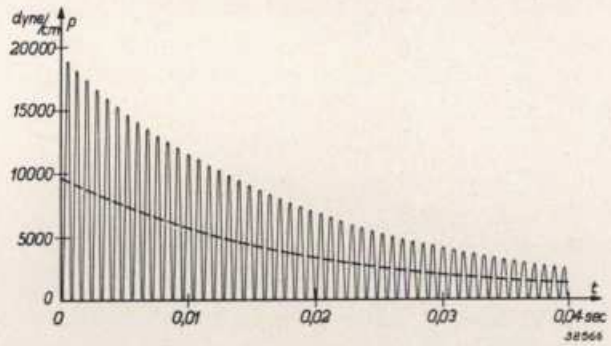


Fig. 4. Verloop van de kracht p, die door de ontlaadstroom van fig. 3 wordt uitgeoefend op 1 cm van elk der beide gloeidraden AP en BP.

beeld geldige waarde 0,617 cm is gebruikt. Zien we even van de demping af, dan kunnen we de kracht globaal als volgt beschrijven: van het tijdstip $t = 0$ af werkt er een constante kracht ter grootte

$$p_0 = \frac{i_m^2}{400\,r} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

op elk der beide draden, terwijl hierop nog een met de frequentie $2\beta/2\pi = 1280$ per/sec wisselende kracht met de amplitude (5) is gesuperponeerd. Met de gegeven waarden van i_m en r wordt $p_0 = 9620$ dyne of ca 10 gram per cm lengte van de draad.

De demping is hier twee keer zoo groot als voor de stroom, zoodat de krachten na ca 0,015 sec op de helft zijn gedaald.

De uitbuiging der gloeidraden

De gloeidraden kunnen we beschouwen als elastische balken, die door de kracht (4) in trilling zullen geraken. Wat ons interesseert, is de grootste uitwijking, die hierbij in de balk zal optreden. Dat deze uitwijkingen niet heel klein zullen zijn, kan men reeds dadelijk aanvoelen, wanneer men overweegt, dat de draad in ons voorbeeld blijkens de gegevens van *tabel I* ca $1^1/_4$ gram weegt, terwijl er in het begin een gemiddelde belasting op werkt van $l \cdot p_0 =$ ca 100 gram, d.i. 80 maal het eigen gewicht.

Om op eenvoudige wijze een denkbeeld omtrent de uitbuiging van de draad te verkrijgen, beschou-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

Tabel I

Gegevens van de gloeidraden der beschouwde buis, voor de bedrijfstemperatuur van 2500 °K.

Lengte	$l = 10{,}63$ cm
Dikte	$d = 0{,}0892$ cm
Doorsnede	$q = \pi d^2/4 = 0{,}00622$ cm²
Dichtheid	$\varrho = 18{,}6$ g/cm³
Massa	$m = \pi d^2 l\varrho/4 = 1{,}24$ g
Elasticiteitsmodulus	$E = 2{,}83 \cdot 10^{12}$ dyne/cm²
Aequatoriaal traagheids-moment	$I = \pi d^4/64 = 3{,}11 \cdot 10^{-6}$ cm⁴
Afstand der draden	$r = 0{,}617$ cm

wen we deze als een balk, die aan beide uiteinden is opgelegd. Voorts onderstellen we, dat de balk over zijn geheele lengte dezelfde elastische eigenschappen heeft [1]). Voor een dergelijk elastisch systeem kan men de frequenties, waarbij het in resonantie zal geraken, berekenen volgens de formule:

$$f_n = \frac{(2n+1)^2\pi}{2l^2}\sqrt{\frac{EI}{\varrho q}}, \text{ met } n = 0,1,2,\ldots\ldots \quad (6)$$

De hierin optredende lengte l van de balk, de elasticiteitsmodulus E, het aequatoriale traagheidsmoment I van de draaddoorsnede, de dichtheid ϱ en de draaddoorsnede q (alles bij de bedrijfstemperatuur) kunnen uit tabel I worden genomen. Men vindt dan:

$$\begin{aligned} f_0 &= 121 \text{ per/sec}, \\ f_1 &= 1085 \quad ,, \quad , \\ f_2 &= 3020 \quad ,, \quad , \text{ enz.} \end{aligned}$$

Geen van deze frequenties is in de onmiddellijke nabijheid van de frequentie der wisselende krachtcomponent (1280 per/sec) gelegen. Er behoeft dus niet mee gerekend te worden, dat er resonantieverschijnselen optreden, en we mogen verwachten, dat de orde van grootte van het resultaat niet zal worden aangetast, wanneer we de wisselende term van de kracht (4) ter vereenvoudiging geheel buiten beschouwing laten. Verder zien we, dat de balk, met zijn grondfrequentie f_0 trillende, reeds bijna twee volledige perioden achter de rug heeft, alvorens de kracht op de helft is gedaald. We zullen dus bij het berekenen van de maximale uitslag geen groote fout maken, wanneer we het beeld nog verder schematiseeren door ook van de demping van de kracht af te zien [2]).

Het probleem is nu teruggebracht tot het in *fig. 5* voorgestelde geval: op een homogene balk, die aan beide uiteinden is opgelegd, wordt ten tijde $t = 0$ een gelijkmatig verdeelde belasting ter grootte p_0 (verg. 5) aangebracht.

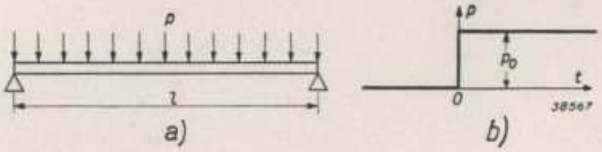


Fig. 5. De gloeidraad wordt beschouwd als een homogene balk, die aan de uiteinden is opgelegd en waarop een gelijkmatig verdeelde belasting p werkt (a), die het in (b) geteekende verloop heeft.

Een dergelijke, plotseling opgebrachte belasting brengt altijd een grootere uitwijking teweeg dan een even groote belasting in de evenwichtstoestand (statische belasting). Bij trillingssystemen bijv. met één enkele vrijheidsgraad is het bekend, dat dit een factor 2 scheelt. We zullen dus een onderste grens voor de te verwachten uitwijking van de balk vinden, wanneer we eenvoudig een statische belasting ter grootte p_0 aannemen. Hierbij geldt voor de grootste, in het midden van de balk optredende, uitwijking δ de formule:

$$\delta = \frac{5}{384} \cdot \frac{p_0 l^4}{EI} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

Met de gegevens van tabel I volgt hieruit

$$\underline{\delta = 0{,}183 \text{ cm.}} \quad \ldots\ldots \quad (8)$$

Berekenen we nu de maximale, in het midden van de balk optredende trekspanning σ, waarvoor in het belastingsgeval fig. 5*a* de formule geldt:

$$\sigma = 4{,}8 \frac{Ed}{l^2}\delta \text{ dyne/cm}^2,$$

dan vinden we een waarde van rond 2000 kg/cm². Aangezien de trekvastheid van wolfraam bij de bedrijfstemperatuur van 2500 °K slechts 470 kg/cm² bedraagt [3]), zal het materiaal reeds lang vóór het bereiken van de door (8) gegeven uitbuiging beginnen te vloeien. De draden zullen dus óf stuk

[1]) De eerste onderstelling is niet geheel juist, aangezien de gloeidraad aan het ééne uiteinde is ingeklemd, terwijl aan het andere uiteinde een tusschenvorm tusschen opleggen en inklemmen aanwezig is. Hier gaat nl. de draad via een knik over in de er naast gelegen draad, welke knik door een haakje op zijn plaats wordt gehouden. Ook de tweede onderstelling — homogeniteit van de balk — klopt niet geheel, daar de temperatuur van de gloeidraad aan de uiteinden door de warmteafleiding van voedingspool en haakje wat lager is, waardoor de elasticiteitsmodulus hooger is dan in het midden.

[2]) Een exactere berekening, waarbij de demping niet verwaarloosd werd, leverde als resultaat, dat de maximale uitwijking reeds na 0,004 sec optreedt, d.i. zelfs na minder dan een halve periode van de grondtrilling.

[3]) Volgens W. Espe en M. Knoll, Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik, Uitg. J. Springer, Berlijn 1936, fig. 15.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

getrokken worden, óf althans blijvende vormveranderingen ondergaan, die nog aanzienlijk grooter kunnen zijn dan de uitbuiging volgens (8). Daar er reeds bij $\delta = (r-d)/2 = 0{,}265$ cm sluiting tusschen de twee elkaar aantrekkende draden optreedt, heeft het weinig zin om de hier gegeven ruwe beschouwing nog door een exactere berekening te verfijnen [4]). Hieronder zal echter voor een iets andere situatie nog een exactere berekening worden aangegeven.

Proefnemingen

Maakt de hierboven gegeven berekening het reeds duidelijk, dat de waargenomen beschadigingen door het Rocky-Point-effect inderdaad door het voorgestelde eenvoudige mechanisme kunnen worden verklaard, zoo leek het toch wenschelijk om hiervoor ook een aanschouwelijke bevestiging te verkrijgen door het effect experimenteel na te bootsen. Hiertoe werd eenzelfde gloeidraad als in het beschouwde voorbeeld gemonteerd in een glazen ballon, terwijl dan met de schakeling, weergegeven in *fig. 6*, een condensator van 540 μF, die tot 1000 V

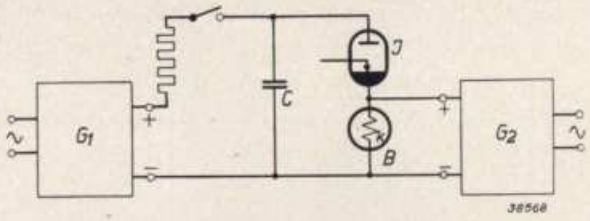


Fig. 6. Schakeling voor de modelproeven. De gloeidraden k zijn in een ballon B geplaatst. De condensator C wordt door de gelijkrichter G_1 tot 1000 V geladen en kan dan via de schakelbuis J en de gloeidraden k worden ontladen. De schakelbuis — een glazen vat met een koolanode, een hulpelectrode en een kwikplas als kathode — slaat door, indien een impulsspanning op de hulpelectrode wordt gezet; zij dient hier als schakelaar voor de zeer groote stroomsterkten. Door middel van de gelijkrichter G_2 worden de gloeikathoden op temperatuur gebracht om de bedrijfsomstandigheden beter na te bootsen (kleinere elasticiteitsmodulus, lagere vloeigrens).

was geladen, via de twee parallele takken van de gloeidraad kon worden ontladen. Ook nu trad bij een ontlading een duidelijk zichtbare blijvende uitbuiging der draden op. Door het ontladen van de condensator verschillende keeren achtereen te herhalen kon de uitbuiging steeds grooter worden

[4]) Er dient nog op te worden gewezen, dat de verschillende vereenvoudigingen, die ingevoerd werden, onderling tegengestelde effecten hebben: de demping van de kracht, het feit, dat de stroom eventueel slechts een gedeelte van de draad doorloopt, dat de draad min of meer ingeklemd en aan de uiteinden door de lagere temperatuur wat stijver is — dit alles maakt de uitwijking kleiner; dat de belasting niet statisch is, maar plotseling opgebracht wordt, maakt de uitwijking grooter, evenzoo draagt hiertoe de wisselende krachtcomponent bij. Al met al is het vrijwel zeker, dat men in het vloeigebied zal komen, en dit is voor de hier gevolgde gedachtengang reeds voldoende.

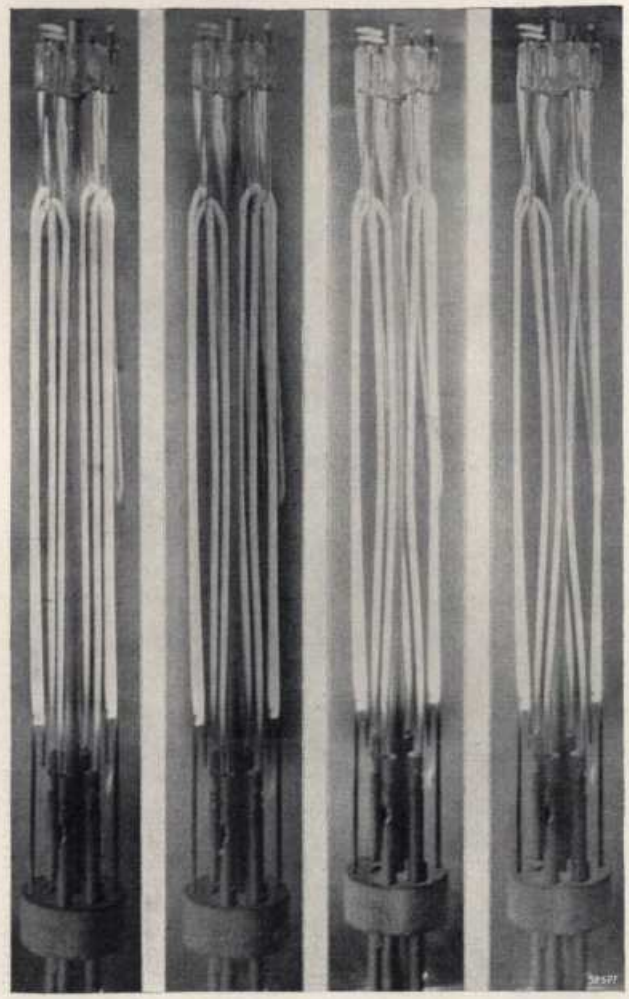


Fig. 7. Na een aantal ontladingsstooten trad een duidelijk zichtbare blijvende deformatie der gloeidraden op: *a*) Toestand aan het begin, *b*) na 6 ontladingen, *c*) na 12 ontladingen, *d*) na 18 ontladingen.

gemaakt, hetgeen op de foto's *fig. 7a-d* te zien is. Werd daarna de richting van de ontlaadstroom in één der beide takken van de gloeidraad omgekeerd —beide takken waren hiertoe afzonderlijk uit de ballon gevoerd, zie *fig. 8* — dan konden de draden, die elkaar dan afstooten, door een aantal ontla-

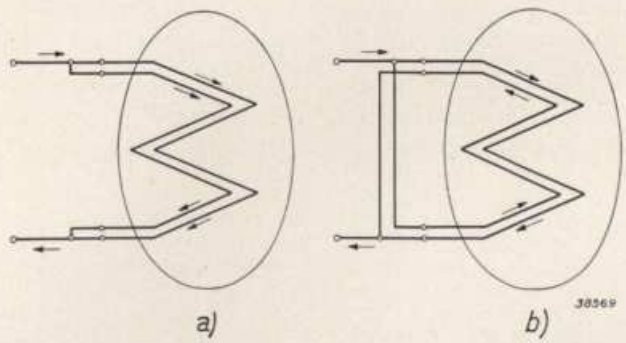


Fig. 8. De twee takken van de kathode zijn afzonderlijk uit de ballon gevoerd, om de ontlaadstroomen in gelijke (*a*) zoowel als in tegengestelde (*b*) richting door naburige draden te kunnen sturen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

dingsstooten weer tot de oorspronkelijke vorm uit elkaar worden geslagen.

Bij deze proeven, waar het als verklaring voorgestelde mechanisme als het ware geïsoleerd is en andere verschijnselen, die in het ingewikkelde samenstel van een zendbuis nog een rol zouden kunnen spelen, zijn uitgeschakeld, treden dus ook de typische deformaties van het Rocky-Point-effect op.

Het tegengaan van de beschadigingen

De vraag ligt voor de hand, wat er gedaan moet worden om de beschreven defecten te vermijden. Zoolang het niet mogelijk is om het euvel bij de wortel — het spontane vrijkomen van een kleine hoeveelheid gas — te bestrijden, zal men trachten althans de schadelijke gevolgen van de ontlading op te heffen. Dit is nu zeer eenvoudig mogelijk door een weerstand van voldoende grootte in de voedingsleiding van de anode op te nemen. Deze wordt direct in serie met de smoorspoel L (zie fig. 1) geschakeld.

Maakt men op deze wijze de totale weerstand van de ontlaadkring bijv. $R = 20$ ohm, dan wordt in form. (2) de „hoekfrequentie" β imaginair, nl. $\beta = j \cdot 3200$. De ontlading is derhalve niet meer oscilleerend maar aperiodisch. Verg. (1) wordt nu

$$i = i'_m \left[e^{-(\alpha-\gamma)t} - e^{-(\alpha+\gamma)t}\right], \quad . \quad . \quad (9)$$

met

$$\gamma = \beta/j = 3200 \text{ sec}^{-1},$$

$$i'_m = V/2L\gamma = 960 \text{ A},$$

$$\alpha = R/2L = 5100 \text{ sec}^{-1}.$$

In *fig. 9* is dit verloop uitgezet. De topwaarde van de stroom, die na rond 1/4000 sec wordt bereikt, is ook in dit geval nog wel aanzienlijk, nl. ongeveer

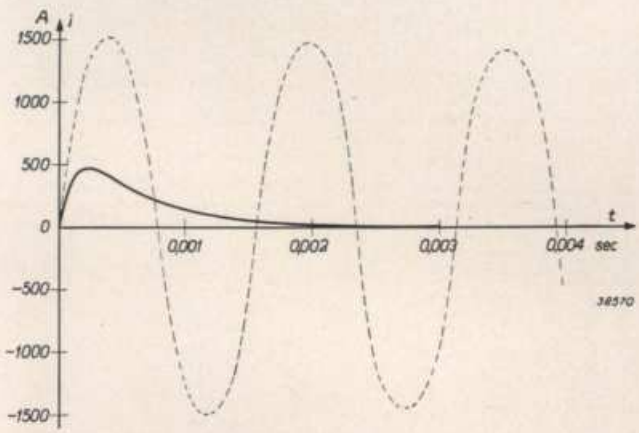


Fig. 9. Verloop van de stroom i bij een soortgelijke ontlading als in fig. 3, waarbij echter de weerstand van 0,1 ohm is vervangen door één van 20 ohm. De ontlading is nu aperiodisch en sterft reeds binnen 0,002 sec practisch uit. De schaal van de abscis is 10 maal zoo groot als in fig. 3, ter vergelijking is het stroomverloop van fig. 3 gestippeld aangegeven.

480 A; er is echter een enorm veel grootere demping dan in het hierboven behandelde geval $R = 0{,}1$ ohm: de stroom is reeds na 0,002 sec practisch verdwenen. Voor de kracht, die per cm lengte van de gloeidraden werkt, vindt men met (3) en (9):

$$p = \frac{i'^2_m}{200\,r}\left[e^{-2(\alpha-\gamma)t} + e^{-2(\alpha+\gamma)t} - 2e^{-2\alpha t}\right] \ldots \quad (10)$$

Dit is een soortgelijk verloop als in fig. 9, met een nog sterkere demping. Op de elastische balken wordt in dit geval dus slechts een zeer kort durende kracht uitgeoefend en dienovereenkomstig zullen ook slechts betrekkelijk kleine uitwijkingen optreden.

Aangezien de belasting nu volstrekt niet meer op het statische geval lijkt, dient de berekening van de uitwijkingen te geschieden met behulp van de differentiaalvergelijking van de trillende balk. Deze berekening is aan het slot van dit artikel in het kort geschetst. We kunnen echter ook nu weer door een globale beschouwing een goed denkbeeld krijgen omtrent de te verwachten uitbuiging.

Doordat de kracht slechts zoo kort werkt, mogen we aannemen, dat de geheele impuls $P = \int p\,l\,dt$ aan de balk wordt toegediend, terwijl hij nog in rust is. Alle deeltjes van de balk krijgen dan een zekere beginsnelheid v, en de balk ontvangt derhalve een kinetische energie $K = \int {}^1\!/_2\, v^2\, dm$. Onderstellen we, dat alle deeltjes van de balk in fase bewegen (grondtrilling van de balk), dan zal na een kwart periode van de trilling de balk zijn grootste uitwijking hebben bereikt, de kinetische energie is op dat oogenblik volledig omgezet in vormveranderingsarbeid U. Wanneer de vorm van de balk bij het trillen overeenkomt met die bij statische doorbuiging — een onderstelling, die zeker niet al te ver bezijden de waarheid zal zijn —, dan bestaat er (voor gelijkmatig verdeelde belasting) tusschen de vormveranderingsarbeid U en de uitwijking δ in het midden de betrekking

$$\delta = \frac{5}{384}\sqrt{\frac{240\,l^3}{E\,I}\,U} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

We kunnen dus δ direct uit (11) berekenen, indien we nog het verband tusschen de beginwaarde $K(= U)$ van de kinetische energie en de toegediende impuls P kennen. Hiervoor overwegen we, dat de beginsnelheid v aan de uiteinden van de balk nul zal zijn en in het midden het grootst (v_{max}). Nemen we aan, dat in het midden de impuls ten volle in hoeveelheid van beweging wordt omgezet, dan geldt (m is de totale massa van de balk):

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

$$\frac{m}{l} v_{max} = \int p \, dt = \frac{P}{l}$$

en met een sinusvormige verdeeling van de beginsnelheid (beantwoordende aan een sinusvormige gedaante van de gebogen balk) wordt dan de kinetische energie

$$K = \int_0^l \frac{1}{2} \frac{m}{l} \left(v_{max} \sin \frac{\pi x}{l} \right)^2 dx = \frac{m}{4} v^2_{max},$$

dus $K = \frac{1}{4m} P^2$.

De impuls $P = \int p \, l \, dt$ is te berekenen uit verg. (10), waarbij men eenvoudigheidshalve van nul tot oneindig kan integreeren, daar de „staart" van het krachtverloop toch geen noemenswaardige bijdrage levert. Het resultaat van de integratie is:

$P = 10{,}0$ dyne sec.
Dus wordt $U = K = 20{,}2$ erg
en volgens (11): $\delta = 0{,}0105$ cm.

Een meer exacte berekening levert een waarde, die zeer goed hiermee klopt ($\delta = 0{,}0117$ cm, zie hieronder).

De uitwijking van de draden wordt dus door het inschakelen van de weerstand van 20 ohm in de anodeleiding tot een fractie van de oorspronkelijke waarde (verg. 8) teruggebracht. De hoogste trekspanning in de draad wordt hierbij slechts ongeveer 100 kg/cm², waarbij nog geen blijvende deformaties optreden.

Appendix: Exacte berekening van de uitwijking

Is x de coördinaat langs de balk, u de transversale uitwijking, die van x en van de tijd t afhangt, dan geldt de differentiaalvergelijking

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + c^2 \frac{\partial^4 u}{\partial x^4} = \frac{p(x,t)}{\varrho q}, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (12)$$

waarin $c^2 = \frac{EI}{\varrho q}$

en waarbij de beginvoorwaarden zijn:

$$u(x,0) = 0 \text{ en } \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_{t=0} = 0.$$

In ons geval, waar de kracht p alleen van t en niet van x afhangt, kan men de oplossing van de differentiaalvergelijking in de vorm schrijven [5]):

$$u(x,t) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n(x) \varphi_n(t) \ldots\ldots\ldots \quad (13)$$

De totale trillingsvorm is hierbij opgebouwd uit de zg. eigen trillingsvormen

$$f_n(x) = \sin \frac{(2n+1)\pi x}{l}, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (14)$$

elk vermenigvuldigd met een bepaalde tijdsfunctie

$$\varphi_n(t) = \frac{4l^2}{\pi^3 \varrho q c} \frac{1}{(2n+1)^3} \int_0^t p(s) \sin \frac{(2n+1)^2 \pi^2 c (t-s)}{l^2} \, ds. \quad (15)$$

In (15) treedt de factor $1/(2n+1)^3$ op, die met toenemende n zeer snel afneemt, waarnaast de integratie nog een factor van de orde $1/(2n+1)^2$ levert. We kunnen derhalve de bijdrage van de hoogere eigen trillingsvormen tot de totale trilling verwaarloozen, dwz. de balk beweegt practisch volgens zijn grondtrilling ($n = 0$), waarbij hij volgens (14) de vorm van een halve sinus aanneemt. De oplossing (13) wordt nu eenvoudig

$$u(x,t) = \frac{\sin \pi x}{l} \varphi_0(t),$$

waarbij de tijdsfunctie $\varphi_0(t)$ voor ons voorbeeld (met $R = 20$ ohm) op elementaire wijze uit (15) berekend kan worden, indien men hier nog de uitdrukking (10) voor de kracht invult. De maximale uitwijking δ, die ons interesseert, treedt bij de grondtrilling van de balk in het midden op, waar $\sin \pi x/l = 1$, zoodat δ gelijk wordt aan de maximale waarde van $\varphi_0(t)$. Door de differentiaalquotient $d\varphi_0(t)/dt$ gelijk nul te stellen, vindt men, dat het eerste maximum optreedt bij $t = 0{,}0025$ sec en dat δ dan een waarde van 0,0117 cm heeft.

[5]) De algemeene oplossing, die ook geldt voor het geval dat p van x afhangt, vindt men bij H. Schmidt, Zur Theorie der erzwungenen Transversalschwingungen homogener Stäbe konstanten Querschnitts, Z. Phys. **64**, 411, 1930.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

MEETMETHODE VOOR HET ONDERZOEK VAN RIJWIELDYNAMO'S

door H. A. E. KEITZ. 621.313.322 : 629.118.3

Beschouwen we een wisselstroomdynamo met constant magnetisch veld, waarop een ohmsche weerstand is aangesloten, en zetten we de klemspanning E uit als functie van het toerental n, dan krijgen we een kromme van het in *fig. 1* geschetste type. De spanning neemt aanvankelijk evenredig met n toe en nadert bij hoogere toerentallen een constante waarde. Op welk gebied van de karakteristiek de dynamo in het bedrijf zal werken, hangt behalve van zijn constructie nog sterk af van de aangesloten weerstand.

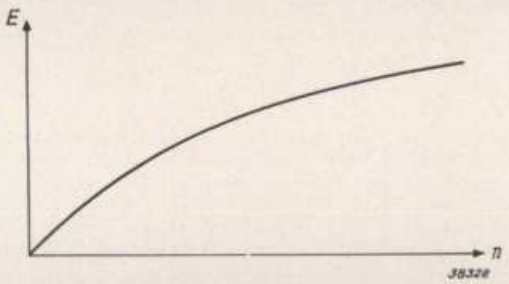


Fig. 1. Algemeen verloop van de klemspanning E van een wisselstroomdynamo, belast met een weerstand, als functie van het toerental n.

Bij rijwieldynamo's zal men trachten te zorgen, dat het werkpunt in het normale bedrijf zoo ver mogelijk op het vlakke gedeelte van de karakteristiek komt te liggen. Immers, het toerental loopt bij de rijwieldynamo zeer sterk uiteen, daar het vrijwel evenredig is met de rijsnelheid, die bijv. van 5 tot 30 km/h kan varieeren. Is de karakteristiek in het hierbij behoorende gebied van toerentallen niet voldoende vlak, dan beteekent dit, dat het op de dynamo aangesloten lampje bij iets grootere rijsnelheid dan de normale reeds sterk wordt overbelast en dus spoedig zal bezwijken, terwijl het bij iets kleinere rijsnelheid dan normaal al vrijwel geen licht meer geeft.

We zullen hier niet nader ingaan op de constructieve maatregelen, waardoor de gewenschte karakteristiek kan worden verkregen [1]), maar willen hier in het licht stellen, welke belangrijke invloed de aangesloten weerstand op het verloop van de karakteristiek bij de normale toerentallen heeft. Men zou dit kunnen toonen door het verband tusschen klemspanning en rijsnelheid voor een aantal verschillende weerstanden te teekenen. In de practijk wordt echter de dynamo niet met een constante weerstand belast, maar met een lampje, welks weerstand in vrij sterke mate met de temperatuur van de gloeidraad, dus ook met de klemspanning varieert. Doelmatiger is het derhalve het verband tusschen klemspanning en toerental rechtstreeks voor een bepaald aangesloten lampje na te gaan.

In *fig. 2* is dit verband voor de Philips rijwieldynamo, type nr. 7405, bij aansluiting van verschillende lampjes weergegeven. Men ziet, dat met het lampje 6 V-0,5 A, waarvoor de dynamo is berekend, de klemspanning voor de uiterste rijsnelheden van 3,3 tot 7,7 V varieert. Met een lampje 6 V-0,4 A is de overeenkomstige variatie 3,8 tot 10,7 V, met een lampje 6 V-0,6 A is zij 2,9 tot 5,7 V. Het te kleine lampje 6 V-0,4 A bereikt reeds bij de lage rijsnelheid van 8 km/h zijn nominale spanning en zal dus bij hoogere snelheden zeer spoedig bezwijken; het te groote lampje 6 V-0,6 A komt zelfs bij de grootste rijsnelheden, van 30 km/h, nog niet op de nominale spanning (en lichtstroom) te branden.

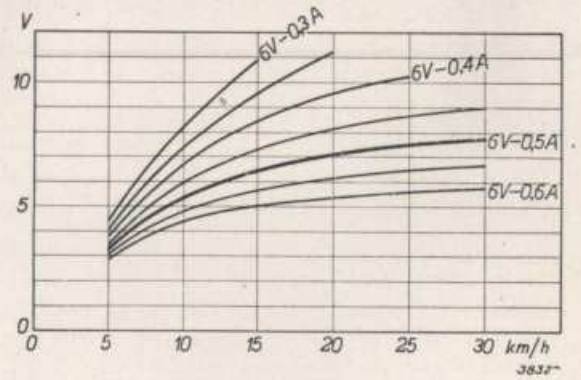


Fig. 2. Klemspanning van de Philips rijwieldynamo 7405 als functie van de rijsnelheid, voor belasting met een aantal verschillende lampjes. Het beste compromis tusschen levensduur en lichtstroom van het lampje wordt verkregen met de dik geteekende karakteristiek.

Hieruit blijkt wel duidelijk, dat een goede onderlinge aanpassing van dynamo en lampje noodig is [2]).

Het controleeren van deze aanpassing zal er op neer komen de karakteristiek van de dynamo, liefst onder de normale bedrijfsomstandigheden, op te nemen. Hierbij moet speciaal op twee punten worden gelet: De belasting van de dynamo mag, juist

[1]) Zie hiervoor: H. A. G. Hazeu en M. Kiek, Een wisselstroomdynamo met vlakke karakteristiek voor rijwielverlichting, Philips techn. T. **3**, 88, 1938.

[2]) Zijn twee lampjes parallel op de dynamo aangesloten, dan moet de gezamenlijke stroomsterkte de voorgeschreven waarde hebben. Heeft men bijv. in het achterlicht van het rijwiel een lampje voor 4-6 V-0,04 A, dan moet voor de koplantaarn een 6 V-0,45 A lampje genomen worden, wil men dezelfde karakteristiek krijgen als voor een 6 V-0,5 A lampje alleen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

omdat de karakteristiek hiervoor zoo gevoelig is, door het aansluiten van het meetinstrument niet worden veranderd, dwz. de spanningsmeting mag practisch geen energie kosten. Verder is de door rijwieldynamo's geleverde wisselspanning in het algemeen niet zuiver sinusvormig, zoodat men zich rekenschap zal moeten geven, of de gemeten spanning wel overeenkomt met de effectieve waarde.

Een zeer eenvoudige meetmethode, die alle moeilijkheden in dit opzicht vermijdt en die reeds sinds eenige tijd door ons wordt toegepast, is de volgende. Het lampje, dat de belasting van de rijwieldynamo vertegenwoordigt, wordt successievelijk aangesloten op de dynamo resp. op een accubatterij met regelbare voorschakelweerstand. Stelt men deze weerstand zoo in, dat het lampje in beide gevallen dezelfde lichtstroom levert, dan zal ook de spanning op het lampje in beide gevallen dezelfde zijn. Het meten van de klemspanning van de dynamo is dus vervangen door een eenvoudige en met groote nauwkeurigheid uitvoerbare gelijkspanningsmeting. Om het lampje op gelijke lichtstroom te kunnen instellen, is het in een fotometerbol geplaatst, *fig. 3* (in plaats van een bol kan zonder bezwaar een kistje van willekeurige vorm genomen worden), aan welks meetvenster een foto-element (sperlaagfotocel) is aangebracht. De fotostroom, die men op een milliamperemeter afleest, is een maat voor de lichtstroom.

De gemeten gelijkspanning zal gelijk zijn aan de effectieve waarde van de voedende wisselspanning, wanneer we mogen onderstellen, dat de lichtstroom van de gloeilamp door deze effectieve waarde is bepaald en niet meer van de vorm der wisselspanning afhangt. Dit is inderdaad het geval, mits de frequentie van de wisselspanning voldoende hoog is. De ervaring leert, dat reeds bij de gebruikelijke netfrequentie van 50 per/sec geen meetbare afwijking van de lichtstroom optreedt ten opzichte van de voeding met een gelijkspanning gelijk aan de effectieve waarde. Aangezien de frequentie van de door rijwieldynamo's geleverde wisselspanning in het algemeen nog aanmerkelijk hooger is dan 50 per/sec — bij de Philips dynamo 7405 bedraagt zij bij een rijsnelheid van 5 km/h reeds 70 per/sec —, mag dus de lichtstroom zonder meer als intermediair bij de spanningsmeting gebruikt worden. Verder is hier natuurlijk automatisch voldaan aan de eisch, dat door de meting geen extra belasting van de dynamo mag plaatsvinden.

De nauwkeurigheid van de methode is ruim voldoende. Weliswaar vereischt de spanningsmeting voor elk punt van de op te nemen karakteristiek (d.i. voor elk toerental) drie aflezingen, nl. twee op de milliamperemeter voor de lichtstroom en één op de voltmeter voor de lampspanning. De aflezingen van

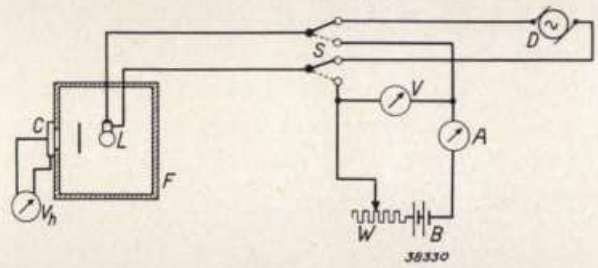


Fig. 3. Opstelling voor het opnemen van dynamo-karakteristieken. De dynamo D wordt aangedreven door een motor met een regelbaar, op een tachometer af te lezen toerental. Het lampje L, dat in een „fotometerbol" F is geplaatst, wordt met de omschakelaar S afwisselend op de dynamo en op een accubatterij B aangesloten. De voorschakelweerstand W wordt zoo ingesteld, dat het lampje in beide gevallen dezelfde lichtstroom levert, hetgeen gecontroleerd wordt door de milliamperemeter V_h, die de fotostroom van de sperlaag-fotocel C aangeeft. De met de voltmeter V gemeten lampspanning is dan gelijk aan de effectieve waarde van de klemspanning van de dynamo. Desgewenscht kan men met A ook de lampstroom controleeren.

de lichtstroom zijn echter niet critisch, daar de lichtstroom bij de hier gebruikte gloeilampen procentueel ca 3,5 maal zoo sterk verandert als de voedende spanning, zoodat een onnauwkeurigheid bij het instellen op gelijke lichtstroom slechts geringe invloed heeft.

Men zou kunnen meenen, dat het vergelijken van de dynamo met de batterij overbodig zou kunnen worden gemaakt door de milliamperemeter V_h voor een bepaald lampje rechtstreeks in volt spanning van het lampje te ijken. In plaats van drie aflezingen zou dan slechts één aflezing noodig zijn. Dit stuit echter al dadelijk af op het bezwaar, dat het verband tusschen lichtstroom en spanning van het lampje met de tijd verandert: vooral bij het opnemen van meetpunten in het gebied der hooge rijsnelheden (hooge spanningen) vindt een betrekkelijk snelle afzwarting van de ballon van het lampje plaats, waardoor de ijking zich geleidelijk zou wijzigen. Bij de hierboven beschreven vergelijkende metingen heeft men hiervan natuurlijk geen last, mits de aflezingen maar snel genoeg na elkaar worden uitgevoerd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

RESONANTIEKRINGEN VOOR ZEER HOOGE FREQUENTIES

door C. G. A. von LINDERN en G. de VRIES. 538.565

Verschillende begrippen, die een rol spelen bij het behandelen van de eigenschappen van electrische resonantiekringen voor zeer hooge frequenties, worden in dit artikel besproken. In het bijzonder komt aan de orde, waarom men in de radiotechniek, beginnend met spoel en condensator, bij steeds hoogere frequenties zg. dooskringen, Lecher-systemen en trilholten is gaan gebruiken.

Inleiding

Een bekende eigenschap van de vergelijkingen van Maxwell kan zoo onder woorden worden gebracht, dat, indien men van een systeem alle afmetingen (en bovendien de soortelijke weerstand ϱ) n-maal verkleint, in dit systeem weer dezelfde spanningen en stroomen zullen voorkomen als tevoren, mits men alles beschouwt bij een n-maal hoogere frequentie (n-maal kleinere golflengte). Men zou kunnen meenen, hierin een voldoende handleiding te hebben gevonden voor de constructie van korte golf apparaturen en speciaal van resonantiekringen voor korte golven, ware het niet, dat het om allerlei redenen vaak niet mogelijk is alle maten evenredig te verkleinen. Vooral het verkleinen van de soortelijke weerstand in de gewenschte verhouding is veelal niet mogelijk, daar reeds bij lage frequenties voor de geleiders koper gebruikt wordt en er geen materiaal ter beschikking staat, dat aanzienlijk beter geleidt. Wij moeten dus omzien naar constructies, die aanmerkelijk betere eigenschappen vertoonen dan de bij lage frequenties gebruikelijke spoelen en condensatoren. Dergelijke constructies bestaan inderdaad; zij worden echter bij lage frequenties niet toegepast, omdat ze dáárvoor te groote afmetingen zouden hebben. Juist, omdat alles bij hooge frequenties evenredig kleiner uitvalt, zijn dan die relatief groote afmetingen geen bezwaar. Weliswaar worden natuurlijk bij het verkleinen ook van deze kringen de eigenschappen slechter, doordat de geleidbaarheid niet vergroot kan worden, maar doordat ze bij lage frequenties zooveel beter zijn dan de gebruikelijke, zijn ze bij hooge frequenties nog juist goed genoeg. Wij zullen trachten na te gaan, welke lijn men in deze ontwikkelingsgang kan zien. Tevoren willen we enkele begrippen, die bij resonantiekringen in het algemeen te pas komen, in het kort releveeren.

Resonantiebreedte en kwaliteitsfactor

De eenvoudige LC-kring, waar wij van uitgaan, stellen wij in het algemeen voor als een serieschakeling van een weerstand r en een zelfinductie L, waarop een capaciteit C is parallel geschakeld (*fig. 1*). De totale impedantie Z van een dergelijke trillingskring wordt gegeven door de formule:

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{r + j\omega L} + j\omega C. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Onder de resonantiefrequentie verstaan wij die frequentie, waarvoor Z een maximum heeft. Bij

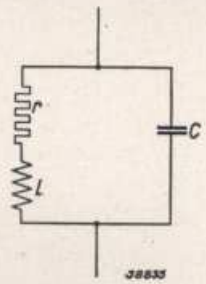


Fig. 1. Eenvoudige trillingskring, bestaande uit weerstand r, zelfinductie L en capaciteit C.

een Ohmsche weerstand r, die klein is ten opzichte van de reactanties ωL en $\frac{1}{\omega C}$, geldt voor deze frequentie vrijwel:

$$\omega_0^2 LC = 1. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

De totale impedantie Z van de LC-kring is bij resonantie reëel en kan dan volgens (1) en (2) worden voorgesteld door:

$$R = \frac{L}{Cr} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Voor een hoekfrequentie, die een bedrag $\Delta\omega/2$ verschilt van de resonantiefrequentie, zij de impedantie gedaald tot $R/\sqrt{2}$ (vgl. *fig. 2*). Voor $\Delta\omega$ vindt men dan:

$$\Delta\omega = \frac{r}{L} \text{ (mits } r \ll \omega L). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Deze grootheid $\Delta\omega$ heet de resonantiebreedte van de kring, en het quotient van de hoekfrequentie ω_0 bij resonantie en deze resonantiebreedte $\Delta\omega$ is een maat voor de resonantiescherpte van de kring en wordt de kwaliteitsfactor Q genoemd:

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \text{ en volgens (4)} = \frac{\omega_0 L}{r} \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

De resonantie is des te scherper — en de kwaliteitsfactor des te grooter —, naarmate de Ohmsche weerstand r kleiner en de zelfinductie L grooter is. Een vrij trillende kring heeft onder die omstandigheden ook de kleinste demping. Dit verband tusschen de resonantiescherpte voor een gedwongen trilling en de demping van een vrije trilling, willen wij wat nader bezien.

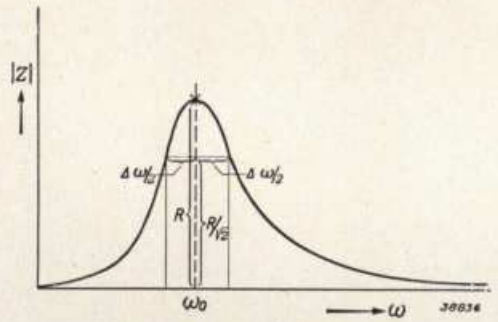


Fig. 2. Verloop van de absolute waarde $|Z|$ der impedantie van een parallelschakeling van een capaciteit C en een zelfinductie L als functie van de hoekfrequentie ω. Bij de resonantiefrequentie ω_0 is de impedantie practisch gelijk aan L/Cr, waarin r de weerstand voorstelt.

Kwaliteitsfactor en demping

De vrije trilling in een electrische kring met een eigen trillingstijd T kunnen wij als volgt schrijven:

$$i = i_1 \sin \frac{2\pi t}{T} = i_0 e^{-\Theta t/T} \sin \frac{2\pi t}{T} \quad \cdots \quad (6)$$

Hierin stelt i_1, als Θ klein genoeg is, de „momenteele" amplitude van de langzaam uitstervende trilling (*fig. 3*) voor. De grootheid Θ heet logarithmisch decrement en stelt de natuurlijke logarithme voor van de verhouding tusschen twee opeenvolgende amplituden. Bij een Ohmsche weerstand r zijn de warmteverliezen gedurende één periode T gelijk aan $^1/_2\, i_1^2\, rT$. De totale energie-inhoud van de trillingskring is $^1/_2\, L\, i_1^2$ en deze neemt dus evenredig met

$$[e^{-\Theta t/T}]^2 \approx 1 - \frac{2\Theta t}{T}$$

af. De afname per periode T is dus $\Theta\, Li_1^2$ en dit moet gelijk zijn aan de per periode ontwikkelde warmte $^1/_2\, i_1^2\, rT$, zoodat hieruit volgt, dat het logarithmische decrement

$$\Theta = \frac{rT}{2L} \quad \cdots \quad (7)$$

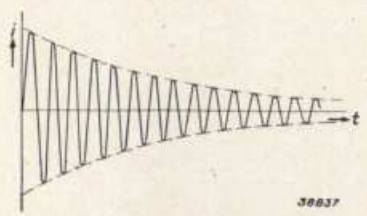


Fig. 3. Gedempte trilling.

Daar $\omega_0 T$ gelijk is aan 2π, vinden wij dus het volgende verband tusschen logarithmisch decrement en kwaliteitsfactor:

$$\Theta = \frac{\pi}{Q} \quad \cdots \quad (8)$$

Schrijven we de formules (7) en (8) in de vorm

$$Q = \frac{2\pi}{T} \frac{Li_1^2}{ri_1^2}, \quad \cdots \quad (9)$$

die ook in overeenstemming is met (5), dan hebben we Q gekregen in een vorm, die ook dan beteekenis houdt, indien we niet meer met een eenvoudige LC-kring te doen hebben. We lezen daartoe (9) als volgt:

$$Q = 2\pi \cdot \frac{\text{veldenergie}}{\text{per periode gedissipeerde energie}}; \quad (9a)$$

in vele gevallen kan men voor gecompliceerder systemen (de nader te beschrijven dooskringen, trilholten en Lechersystemen) bewijzen, dat de betrekkingen (8) en (9a) eveneens gelden.

Een uitzondering vormen bijv. bandfilters. Onder bepaalde omstandigheden mogen er wel meerdere resonantiefrequenties zijn, echter mogen niet, zooals dat het geval is in de bandfilters, die bijv. in de middenfrequentie-versterkers van een radio-ontvangapparaat gebruikt worden, twee of meer van deze resonantiefrequenties te dicht bij elkaar liggen.

Huideffect

Voor de in de formules optredende weerstand r moeten we niet de gewone gelijkstroomweerstand in rekening brengen, maar de door het bekende huideffect zooveel hoogere wisselstroomweerstand. We zullen de theorie van het huideffect hier niet nader uitwerken, maar willen alleen aan enkele hoofdtrekken herinneren [1]). Bij zeer hooge frequenties zal men in het inwendige van een goede geleider geen — of, strikt genomen, slechts een zeer zwak — magneetveld aantreffen. Dit is aannemelijk, als men bedenkt, dat juist door de hooge frequentie het gevolg van een magnetisch wisselveld zou zijn, dat in de geleider hooge spanningen zouden worden geïnduceerd, die tot sterke wervelstroomen aanleiding zouden geven, en het valt zóó uit, dat deze dan juist weer een magneetveld in het leven zouden roepen, dat aan het oorspronkelijke tegengesteld gericht is. In een rechte ronde draad loopt de

[1]) Men moet het verschijnsel van het huideffect niet zóó opvatten, als zouden de stroomen elkaar afstooten, want:
1e. stooten geleiders, waarin gelijkrichte stroomen loopen, elkaar niet af, maar trekken zij elkaar aan,
2e. werken de krachten tusschen de geleiders en niet tusschen de stroomen als zoodanig,
3e. bestaat er geen huideffect voor gelijkstroom.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

stroom bij zeer hooge frequenties in een dun schilletje aan de buitenkant van de draad. Dat deze toestand voldoet aan de eisch, binnen in de geleider geen magneetveld te geven, is daaraan te danken, dat een cylindervormig ringetje van gelijkmatig verdeelde rechte stroomdraden wel een magnetisch veld naar buiten, maar niet naar binnen veroorzaakt (*fig. 4*). Immers, de lijnintegraal van de

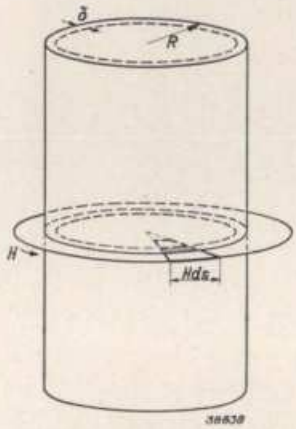


Fig. 4. Schematische voorstelling van een rechte geleider met ronde doorsnede, waarin huideffect optreedt, zoodat de stroom voornamelijk in de laag δ loopt.

magnetische kracht, $2\pi RH$, die evenredig moet zijn aan de „omspannen" stroom, zal nul zijn, indien wij onze straal kleiner kiezen dan die van het stroomdradencylindertje, aangezien binnenin geen stroom wordt omspannen.

Het gevolg van het huideffect is, dat slechts een gedeelte van de geleiderdoorsnede gebruikt wordt door de stroom, hetgeen neerkomt op een schijnbare vergrooting van de weerstand. De stroomdichtheid neemt in het stroomvoerende laagje van buiten naar binnen af als $e^{-x/\delta}$, als x de diepte onder het oppervlak van de geleider voorstelt (*fig. 5*). In het geval van een ronde draad is dit dus in de richting van de straal. Men noemt δ de indringdiepte. De stroom wordt, in overeenstemming met de e-macht, binnen in de geleider wel zeer klein, maar niet heelemaal nul. Men kan

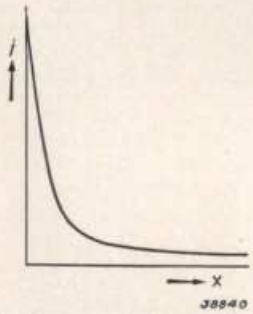


Fig. 5. Stroomverdeeling over de doorsnede van een electrische geleider tengevolge van het huideffect. De stroomdichtheid i verloopt ongeveer exponentieel met de afstand x tot het oppervlak van de geleider.

nog vragen, hoe dik een laagje zou moeten zijn om, bij dezelfde totale stroomsterkte als werkelijk door de geleider gaat, evenveel warmte te ontwikkelen. Dit zou men de aequivalente dikte kunnen noemen. Men vindt dan, dat de aequivalente dikte gelijk is aan de indringdiepte [2]).

Voor δ vindt men:

$$\delta = c_1 \sqrt{\varrho \lambda},$$

waarin ϱ de soortelijke weerstand voorstelt en λ de golflengte. Dat het laagje dikker is bij hoogere soortelijke weerstand, is ook zeer aannemelijk: het mechanisme, dat het inwendige van de geleider veldvrij houdt, werkt door de optredende Ohmsche verliezen bij een slechte geleider minder volmaakt dan bij een zeer goede geleider. Voor koper wordt de indringdiepte

$$\delta_{\text{cm}} = 4 \cdot 10^{-5} \sqrt{\lambda_{\text{cm}}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Voor de weerstand van een ronde geleider vindt men:

$$r_{\text{w}} = \varrho \frac{l}{2\pi R \delta} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

in plaats van, zooals in het gelijkstroomgeval:

$$r_0 = \varrho \frac{l}{\pi R^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Voorts voor een platte strip (zie *fig. 6*):

$$r_{\text{w}} = \varrho \frac{l}{2(b+a)\delta} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

Is de frequentie niet zoo heel hoog, zoodat de stroom niet meer in een zeer dun laagje geconcentreerd is,

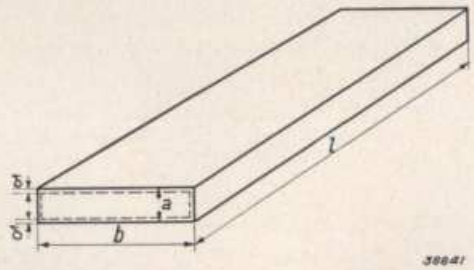


Fig. 6. Geleidende breede band van een lengte l, een breedte b en een dikte a. De indringdiepte voor een hoogfrequente wisselstroom bedraagt tengevolge van het huideffect δ.

dan zijn de formules veel gecompliceerder [3]) dan de eenvoudige exponentieele wet, waarover we boven spraken. Dergelijke gevallen zijn echter voor ons thema, de resonantiekringen voor zeer hooge frequenties, niet van belang.

---

[2]) Bij de afleiding moet met in het laagje optredende faseverschuivingen rekening worden gehouden.

[3]) Zie: H. G. Möller, Grundlagen und mathematische Hilfsmittel der Hochfrequenztechnik (Springer, Berlijn 1940), die op p. 34 eveneens uitgaat van een spoel van breed band en in het bijzonder de lagere frequenties beschouwt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

Heeft men niet één rechte geleider, of is er ook uit anderen hoofde al een magnetisch wisselveld, dan vindt men niet overal langs de omtrek gelijke stroomdichtheid, maar ontstaat er zulk een stroomverdeeling, dat ook nu weer het veld in het inwendige van de geleider zeer klein wordt. Om te weten aan welke zijde van de geleideromtrek men dan de meeste stroom zal aantreffen, kan men gebruik maken van het feit, dat de stroom aan de omtrek dáár het grootste is, waar ook het magneetveld het grootste is.

Immers, daar het magneetveld binnen het stroomlaagje te verwaarlozen klein is, is de lijnintegraal in fig. 4 gelijk aan Hds, (de twee zijkanten staan loodrecht op H en dragen dus niet tot de lijnintegraal bij); de omspannen stroom wordt $i_1 ds$, als er in het laagje een stroom i_1 aanwezig is per cm omtrek, zoodat H met i_1 evenredig is. Men heeft alleen wat aan deze regel in de gevallen, waarbij het optredende huideffect niet te veel doet veranderen aan het verloop van het magneetveld buiten de geleider, maar dergelijke gevallen komen veel voor.

Zoo zal men in het geval van een cylindrische spoel de grootste stroomdichtheid vinden aan de binnenzijde van de spoel, waar het magneetveld het grootste is (*fig. 7*). Aan de buitenkant loopt bij lange spoelen practisch geen stroom.

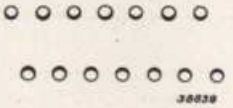


Fig. 7. Voorstelling van de stroomverdeeling in de draden van een cylindrische spoel tengevolge van het huideffect.

Aan de hand van een beschouwing over de spoel van breede band — welke eenigszins ongebruikelijke soort spoel gekozen is terwille van een eenvoudige berekening — en de toroïdale spoel willen wij nu trachten toe te lichten, waarom de techniek der hooge frequenties zich, uitgaande van de gewone spoel, heeft ontwikkeld naar dooskring, Lechersysteem en trilholte, die op korte golven een steeds belangrijker rol spelen.

De lange spoel van breede band

In een lange rechte geleider (fig. 6) met een lengte l, een breedte b en een dikte a, die klein is ten opzichte van b, loopt een stroom van voldoend hooge frequentie tengevolge van het zoojuist besproken huideffect voornamelijk door een oppervlaktelaag ter dikte δ, zoodat de weerstand dan bedraagt:

$$r_w = \varrho \frac{l}{2b\delta} \quad \cdots\cdots \quad (14)$$

Wij buigen nu deze lange breede band tot een spoel van één winding (*fig. 8*), zoodat er een cylinder ontstaat met een dikte a, een omtrek $l = 2\pi R$, als R de straal voorstelt, en een lengte b. Het gevolg hiervan is, dat er nu alleen aan de binnenzijde van de cylinder stroom loopt (met de indringdiepte δ),

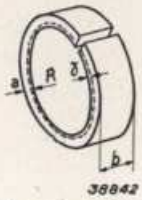


Fig. 8. Het breede stuk band van fig. 6 is gebogen tot één winding met een omtrek $l = 2\pi R$, een breedte b en een dikte a. Tengevolge van het huideffect loopen nu hierin de hoogfrequente wisselstroomen slechts door een laag δ gelegen aan de binnenzijde der winding.

zooals in fig. 8 is aangegeven, zoodat de weerstand van een dergelijke spoel van breede band voor voldoend hooge frequenties tweemaal zoo groot is als de wisselstroomweerstand voor de rechte breede band, waaruit de spoel is gemaakt. De wisselstroomweerstand voor het tot één winding opgerolde breede band bedraagt dus

$$r_w = \varrho \frac{l}{b\delta} = \varrho \frac{2\pi R}{b\delta} \quad \cdots\cdots \quad (15)$$

Is de breede band opgerold tot een spoel van n windingen (*fig. 9*), dan gelden natuurlijk dezelfde beschouwingen en wordt de wisselstroomweerstand:

$$r_w = \varrho \frac{2\pi R}{b\delta} n. \quad \cdots\cdots \quad (16)$$

De zelfinductie bedraagt, als de spoel lang genoeg is in verhouding tot de diameter:

$$L = 4\pi^2 R^2 \frac{n}{b} \cdot 10^{-9} \text{ henry.} \quad \cdots \quad (17)$$

Uit de formules (16) en (17) voor weerstand en zelfinductie van een lange spoel van breed band volgt onmiddellijk haar kwaliteitsfactor:

$$Q = \frac{\omega_0 L}{r_w} = 2\pi R \frac{\omega_0 \delta}{\varrho} \cdot 10^{-9} \quad \cdots \quad (18)$$

Daar δ evenredig is met $\sqrt{\varrho/\omega_0}$, wordt de kwaliteit van de spoel omgekeerd evenredig met $\sqrt{\varrho}$ en recht evenredig met $\sqrt{\omega_0}$. Dit laatste lijkt hoopgevend

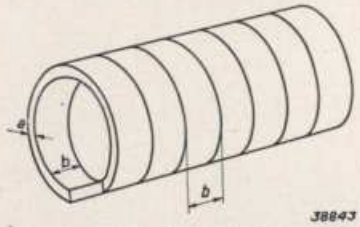


Fig. 9. Rechte spoel van breede band, bestaande uit n windingen met een straal R, een breedte b en een dikte a.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

voor de hooge frequenties, maar is het niet, want het beteekent wel, dat voor een bepaalde spoel de kwaliteit beter wordt bij hoogere frequenties — dus kleinere afstemcapaciteit — maar de moeilijkheid is juist, dat men om allerlei redenen vaak niet beneden een bepaalde afstemcapaciteit kan gaan, zoodat men op kleinere zelfinducties terecht komt. Dit beteekent dan echter volgens (17) een verkleining van de straal R bij toenemende frequentie, waardoor volgens (18) de kwaliteitsfactor slechter wordt. Dit effect overweegt over de zoojuist besproken toename van Q met $\sqrt{\omega_0}$, zoodat feitelijk Q achteruitgaat met toenemende frequentie.

Teneinde de straal R bij hooge frequentie (kleine zelfinductie) zoo groot mogelijk te laten blijven, doet men goed een spoel te gebruiken met betrekkelijk weinig, doch breede windingen. Er ontstaat dan echter een nieuwe bron van verliezen, de spoel gaat namelijk steeds meer op een raamantenne gelijken en zal door straling energie afstaan, wat op precies dezelfde wijze als de Ohmsche verliezen de waarde van Q vermindert. De toroïdale spoel — die we hier uitsluitend als overgang naar de dooskring in onze beschouwingen zullen opnemen — komt aan dit bezwaar tegemoet, en is ook werkelijk om deze reden wel eens toegepast.

Strikt genomen, heeft men gewoonlijk niet te doen met straling van afgestemde kringen, maar met inductie in meer of minder slechte geleiders in de omgeving. Een andere dan de hier beschreven wijze om deze verliezen te verminderen, bestaat hierin, dat men de spoel in een doos van goed geleidend materiaal plaatst.

De toroïdale spoel

De toroïdale spoel ontstaat uit de gewone cylindrische door deze rond te buigen (*fig. 10*), zoodat de magnetische krachtlijnen zich alle binnen de spoel in zichzelf sluiten. Dientengevolge gelden de formules (16), (17) en (18), die wij onder verwaarloozing der stralingsverliezen voor de lange rechte spoel hebben afgeleid, in dit geval zonder meer exact. We kunnen dus, om bij hoogere frequenties toch nog ondanks de kleine zelfinductie een goede Q te krijgen, de windingen groot maken, maar klein in aantal, zonder uitzonderlijk groote extra verliezen te introduceeren. Op deze weg voortgaande komen we er toe bij steeds hoogere frequenties steeds minder windingen te gebruiken, tot we er tenslotte nog slechts één overhouden, die net zoo breed is als de omtrek van de torus (*fig. 11*). Wij

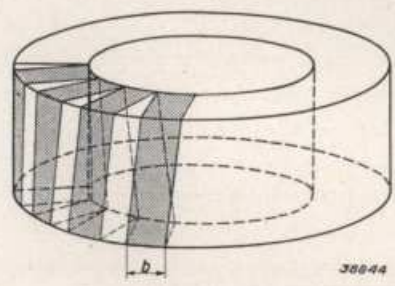


Fig. 10. Rechthoekig gewonden toroïdale spoel van breede band, bestaande uit een groot aantal windingen met een breedte b, waarbinnen het magnetische veld in zichzelf gesloten is.

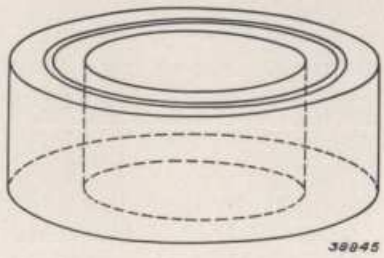


Fig. 11. Rechthoekig gewonden toroïdale spoel van één winding met een breedte, gelijk aan de geheele omtrek van de torus, welke over een cirkel in zijn bovenvlak is opengesneden.

hebben dan een torusoppervlak verkregen, dat over een cirkel in zijn bovenvlak is opengesneden.

Deze bijzondere vorm van zelfinductie L moet nu nog met een capaciteit gecompleteerd worden tot een hoogfrequente trillingskring. Doen we dit op de wijze, zooals schematisch in *fig. 12* is weergegeven, dan hebben we uit onze toroïdale spoel de zg. dooskring afgeleid.

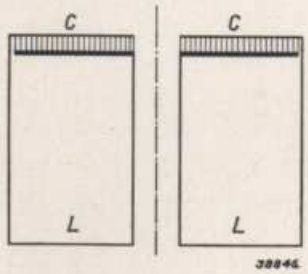


Fig. 12. Dooskring, waarbij de geconcentreerde capaciteit C is aangebracht tegen het deksel van de doos, terwijl de zelfinductie L hoofdzakelijk wordt geleverd door de twee concentrische cylinders, die onderling zijn verbonden door de bodem van de doos.

Dooskring

Bij de dooskring in fig. 12 is de capaciteit C aangebracht tegen het deksel van de doos. De hoogfrequente wisselstroomen naar en van de condensatorplaten loopen door de spil, de bodem en de binnenzijde van de buitenwand. Het electrische en magnetische veld bevinden zich derhalve beide binnen de doos.

Van de kwaliteitsfactor van een dergelijke kring kan men in het algemeen zeggen, dat hij evenredig is met het quotient van volume en oppervlak van de doos. Ofschoon de dooskring niet groot is ten opzichte van de golflengte, is dit toch geheel ana-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

loog met de wet van Sabine over de nagalmtijd in een ruimte. Deze nagalmtijd in een ruimte, die groot is ten opzichte van de golflengte van het geluid, is nl. evenredig met het quotient van het volume der ruimte en het geluidabsorbeerend oppervlak. De nagalmtijd is de dempingstijd en dus omgekeerd evenredig met het logarithmisch decrement, dwz. evenredig met de kwaliteitsfactor Q volgens formule (8). Met deze algemeene bewering is ook de formule (18) voor de kwaliteitsfactor van een toroïdale spoel geheel in overeenstemming, want volgens deze formule is Q evenredig met de straal R van de torus, dwz. met het quotient van volume en oppervlak.

Hierbij moet men intusschen wel bedenken, dat deze bewering slechts een leidraad vormt, die voorzichtig moet worden gebruikt. De evenredigheidsfactor bevat nl. nog zekere grootheden, die rekening houden met de vorm van de ruimte, vooral, indien deze klein is ten opzichte van de golflengte. Zoo leidt het bijvoorbeeld tot niets, het volume te willen vergrooten door de spil dunner te maken, integendeel, de hoogere Ohmsche verliezen, die daardoor optreden, zullen al spoedig de waarde van Q aanmerkelijk slechter maken. Wèl kan men zeggen, dat lange dunne doosmodellen slechter zijn dan min of meer „vierkante", daar deze laatste een veel gunstiger verhouding van volume tot oppervlak hebben [4]).

Voor het bereiken van een hooge impedantie is het van nog meer belang dan voor het bereiken van een hooge kwaliteit, de zelfinductie groot te maken, immers $Q = \omega L/r$ en $R = L/Cr = \omega^2 L^2/r$. Dit leidt er toe, dat men in gevallen, waar men niet om een of andere reden aan een minimum capaciteit gebonden is, de condensator van de dooskring zoo klein mogelijk moet maken. Men zal dan tenslotte het aanbrengen van een speciale geconcentreerde capaciteit als in fig. 12 nalaten, en houdt dus alleen een meer of minder ingekorte spil over. Indien de lengte daarvan tamelijk groot is ten opzichte van de diameter van de doos, zijn we zoodoende terecht gekomen op een systeem van twee concentrische geleiders, dat men gewoonlijk concentrisch Lechersysteem noemt (*fig. 13*). De afmetingen van onze „kring" zijn nu niet meer klein ten opzichte van de golflengte, integendeel blijkt de resonantiegolflengte slechts ongeveer viermaal zoo groot te worden als de lengte van de „spil" in fig. 13, zooals volgt uit de theorie der Lechersystemen, waarop we in een volgende aflevering van dit tijdschrift willen terugkomen.

Het streven, de verhouding tusschen volume en oppervlak nog verder te vergrooten, leidt ertoe de diameter van het concentrische Lechersysteem grooter te willen maken. De relatief dunne spil staat echter door zijn hooge Ohmsche verliezen een aanmerkelijke verbetering van Q in de weg.

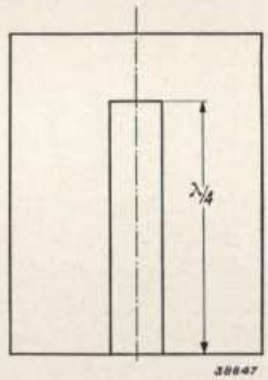


Fig. 13. Concentrisch Lechersysteem, bestaande uit een gesloten metalen cylinder, waarin een spil naar binnen steekt. Het systeem resoneert voor een golflengte λ, die ongeveer viermaal de lengte van de spil bedraagt.

Het blijkt nu, dat, wanneer we de diameter van de doos vergroot hebben tot die ook van de orde van de golflengte is geworden, we ook dàn nog resonantiefrequenties vinden, wanneer we de spil geheel hebben weggenomen. Zoo'n leege ruimte noemen we trilholte (vgl. *fig. 14*).

We hebben dan evenwel een geheel nieuwe groep van begrippen in onze beschouwingen betrokken. Vanaf het oogenblik, dat we de capaciteit van de dooskring zoover verminderden en daarbij de zelfinductie zoozeer vergrootten, dat niet meer alle afmetingen klein ten opzichte van de golflengte blijven, waren de verschijnselen nl. niet meer quasi-stationnair.

Quasi-stationnair en niet-quasistationnair

Men onderscheidt stationnaire, quasi-stationnaire en niet-quasistationnaire verschijnselen. Van stationnaire verschijnselen spreekt men bij systemen, die (electrisch en magnetisch) in rust zijn. Tot de rust rekent men daarbij nog het vloeien van een gelijkstroom. Hierbij treden begrippen op als weerstand, capaciteit en zelfinductie, die volkomen ondubbelzinnig gedefinieerd zijn, en de stroomsterkte in een behoorlijk geïsoleerde geleider is overal even groot. Bij de quasi-stationnaire verschijnselen is de rust verstoord; de stroomen en spanningen zijn niet elk oogenblik even groot. Wèl is nog de stroom in een geleider over zijn geheele lengte dezelfde, en zoolang alle veranderingen zich langzaam genoeg afspelen,

[4]) Gaat men in detail na, wat het beste model is, dan vindt men weliswaar niet precies, dat de diameter gelijk zou moeten zijn aan de lengte, maar óók vindt men niet zeer lange of platte modellen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

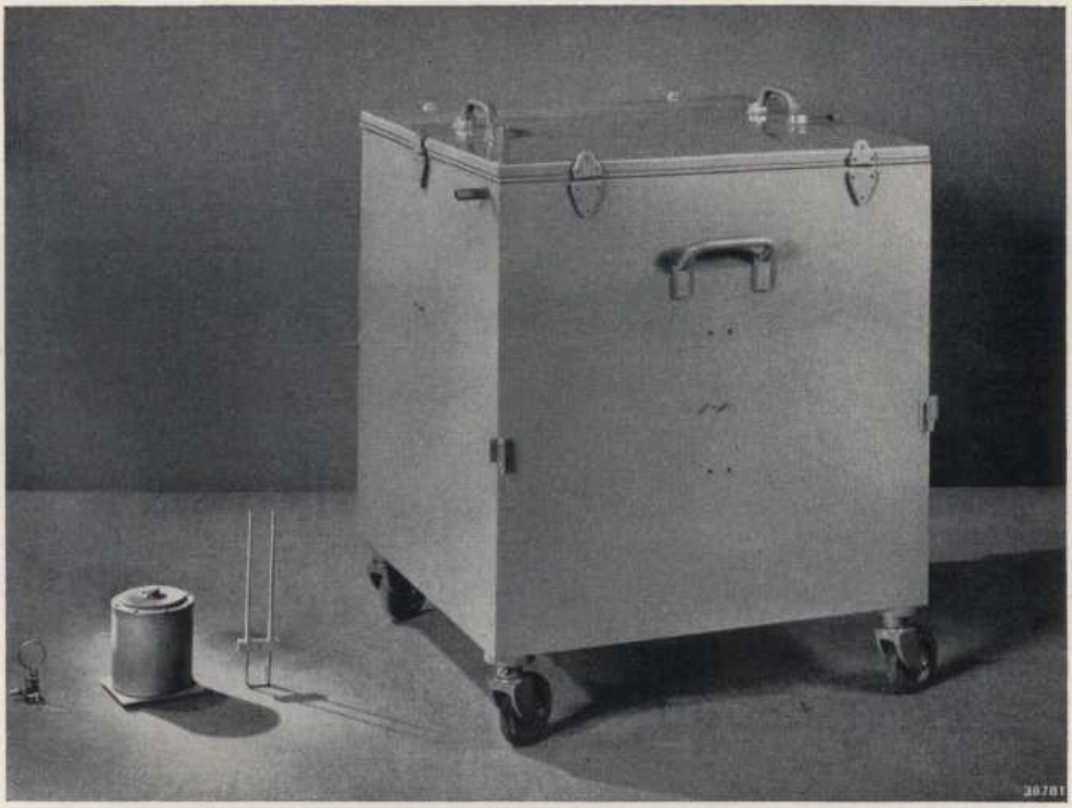


Fig. 14. Een *LC*-kring, dooskring, Lechersysteem en trilholte, die alle vier op een golflengte van ongeveer 1 m zijn afgestemd, zijn ter vergelijking van hun afmetingen naast elkaar afgebeeld op deze foto. Midden in het vóórvlak van de trilholte ziet men de toevoerdraden voor het lusje, dat zich in de trilholte bevindt om deze in resonantie te kunnen brengen.

houden begrippen als capaciteit, zelfinductie en weerstand hun beteekenis. In de vergelijkingen, die de verschijnselen, welke zich in dit gebied voordoen, beschrijven, komen totale differentiaties naar de tijd voor.

Wat onder het „langzaam genoeg" moet worden verstaan, wordt duidelijk bij het bestudeeren van de verschijnselen, die men aanduidt als niet-quasistationnair. De zg. verschuivingsstroom, die de geleiders zijdelings verlaat, begint nu een rol te spelen, zoodat de stroom door de geleider niet meer overal even groot is. De vergelijkingen gaan partieele differentiaties naar de tijd bevatten, hun oplossingen krijgen een golfkarakter en daarmede zijn we ook in staat het „langzaam genoeg" van de vorige alinea te verscherpen: daar, waar de afmetingen niet meer klein zijn ten opzichte van de golflengte, zijn de verschijnselen niet meer quasi-stationnair. In gevallen, waarin één afmeting wel van de orde van de golflengte is, terwijl de overigen veel kleiner zijn, zou men van semi-quasistationnair kunnen spreken. Het Lechersysteem is een voorbeeld hiervan.

Bij „semi-quasistationnaire" systemen kan men aan de begrippen capaciteit en zelfinductie nog een zekere beteekenis toekennen, mits men ze beschouwt voor niet te lange stukken van het systeem tegelijk; bij de geheel niet-quasistationnaire systemen, waartoe de trilholten behooren, kan ook hiervan geen sprake meer zijn.

We moeten volledigheidshalve nog opmerken, dat het criterium „groot ten opzichte van de golflengte in het luchtledige" niet in alle gevallen uitsluitsel geeft; het huideffect is bijv. met zijn sterk van de plaats afhankelijke dichtheid en fase van de stroom een niet-quasistationnair verschijnsel, niettegenstaande het zich afspeelt in een laag, die zeer veel dunner is dan de golflengte.

Lechersystemen

Bij ons overzicht van de verschillende typen resonantiekringen, die toegepast worden bij de korte golf techniek, hebben we wèl het concentrische, niet het gewone Lechersysteem ontmoet. Dit ligt dááraan, dat we ons in hoofdzaak hebben afgevraagd, hoe we de waarde van Q goed moesten houden bij het begaan van de weg naar steeds kortere golven. Intusschen zijn er vele gevallen, waarin het meer op de impedantie Z aankomt. Deze toch, $Z_{max} = L/Cr = \omega^2L^2/r$, kan nog zeer goed zijn, als de $Q = \omega L/r$ maar middelmatig is, indien tenminste L groot genoeg is, waarvoor het er dus

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

op aankomt, dat C klein genoeg kan worden gemaakt. In dat geval kan men met voordeel gebruik maken van het gewone Lechersysteem, dat bestaat uit twee evenwijdige geleiders met een „kortsluitbrug", die er over heen en weer kan worden bewogen. Ofschoon het Lechersysteem geen quasi-stationnair systeem is, en men dus van zelfinductie en capaciteit niet zonder zekere voorzichtigheid kan spreken, is het toch duidelijk, dat het systeem relatief weinig „capaciteit" bezit, en doordat in de naast elkaar gelegen geleiders tegengestelde stroomen loopen, blijft ook zonder verdere afscherming de straling tamelijk klein, zoodat de verliesweerstand niet al te hoog wordt. Dat het Lechersysteem zoo'n uitgebreide toepassing heeft gevonden, ligt behalve aan de hooge Z_{max} ook wel dááraan, dat juist dàn resonantie optreedt, wanneer het een geheel aantal kwart golflengten lang is, waardoor het op zeer eenvoudige wijze als golfmeter gebruikt kan worden. Aan de eigenschappen van het Lechersysteem willen we een volgend artikel wijden, zoodat wij hier nu niet verder op zullen ingaan.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvrage gaarne overdrukken. Van de publicaties, die met een sterretje * zijn gemerkt, is echter geen voor verspreiding voldoende aantal overdrukken beschikbaar.

1535: W. Nijenhuis and F. L. Stumpers: On some properties of electrical networks (Physica **8**, 289, Febr. 1941).

Het verband tusschen het reëele of het imaginaire gedeelte van een impedantiefunctie en deze functie zelf wordt afgeleid, waarbij speciaal wordt gelet op overdrachtsimpedanties. Naar aanleiding van deze beschouwingen kan men twee speciale soorten electrische schakelingen onderscheiden, nl. die, waarbij de modulus en die, waarbij de fase van de impedantie niet van de frequentie afhangt. De practische uitvoering van dergelijke schakelingen wordt in dit artikel nader behandeld. Tenslotte worden eenige algemeene eigenschappen besproken van het verloop der fase met de frequentie.

1536: J. van Niekerk en M. S. C. Bliek: Het genezende effect van groote doses bestraald provitamine D van dierlijken oorsprong éénmaal, oraal of intramusculair, toegediend bij rachitis (Ned. T. Geneesk. **85**, 860-867, Maart 1941).

Als voortzetting van de in **1532** beschreven proeven is nu aangetoond, dat men door éénmaal een groote dosis vitamine D van dierlijke oorsprong bij kuikens in de bek toe te dienen, of in een spier in te spuiten, rachitis kan genezen. Met de bij deze experimenten gebruikte hoeveelheden kon geen opmerkelijk verschil in uitwerking worden vastgesteld voor de verschillende wijzen van toedienen van het vitamine. De genezingsperiode schijnt niet af te hangen van de gebruikte hoeveelheid of van de wijze van toedienen. Voor het verzekeren van een normale, verdere verkalking van het nieuwe beenweefsel zijn deze omstandigheden echter wel van belang. Wordt het vitamine D in een spier ingespoten, dan kan men met een veel kleinere dosis volstaan, indien het er om gaat, ook na de genezing rachitische afwijkingen te voorkomen. Wil men rachitis genezen met één enkele dosis vitamine D, dan doet men dus goed deze in een spier in te spuiten.

Inhoud van Philips Transmitting News 8, No. 1, Maart 1941.

H. B. R. Boosman and R. P. Wirix, Transmitter and receiver tuning components.

5 kW tropic proof shortwave broadcast transmitter.

Tj. Douma, Resonance of circuits and lines.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!